



**Mise en place de simulateurs d'instruments de
télédétection dans un modèle méso-échelle (BRAMS):
Application à l'étude d'un système convectif observé
pendant la campagne AMMA.**

Guillaume Penide

► **To cite this version:**

Guillaume Penide. Mise en place de simulateurs d'instruments de télédétection dans un modèle méso-échelle (BRAMS): Application à l'étude d'un système convectif observé pendant la campagne AMMA.. Planète et Univers [physics]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010. Français. NNT : . tel-00532834

HAL Id: tel-00532834

<https://theses.hal.science/tel-00532834>

Submitted on 4 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'Ordre : D.U. 2047

UNIVERSITE BLAISE PASCAL

U.F.R. Sciences et Technologies

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES**

N°: 651

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE

Spécialité : Physique de l'Atmosphère

par **PENIDE Guillaume**

Titulaire du Master Recherche spécialité Physico-Chimie de l'Atmosphère et du Climat

Mise en place de simulateurs d'instruments de
télédétection dans un modèle méso-échelle (BRAMS) :
Application à l'étude d'un système convectif observé
pendant la campagne AMMA

Soutenue publiquement le 8 Juillet 2010 devant la commission d'examen :

Président	Wolfram Wobrock (LaMP, Clermont-Ferrand)
Rapporteurs	Virginie Marécal (LaMP, Clermont-Ferrand) Philippe Dubuisson (LOA, Lille)
Examineurs	Dominique Bouniol (CNRM, Toulouse) Lafore Jean-Philippe (CNRM, Toulouse)
Invité	Christophe Duroure (LaMP, Clermont-Ferrand)
Directeurs de Thèse	Vincent Giraud (LaMP, Clermont-Ferrand) Sylvie Cautenet (LaMP, Clermont-Ferrand)

Remerciements

Voilà, il est enfin venu le temps d'écrire les remerciements.

Cet exercice, bien qu'il ne soit pas décisif dans l'obtention du doctorat n'est pas si facile que ça à écrire. En effet, tout comme il reste toujours de petites « coquilles » dans le manuscrit, on oublie toujours quelqu'un dans les remerciements ; d'ailleurs si vous n'y êtes pas c'est sûrement que je vous ai oublié et je m'en excuse.

Tout d'abord je tiens à remercier les directeurs successifs du LaMP, Nadine Chaumerliac et Wolfram Wobrock qui m'ont accueilli au sein du laboratoire que ce soit pour les stages de Master ou la thèse.

Je remercie ensuite tout particulièrement les membres de mon jury de thèse. Pas seulement pour avoir accepté de lire et de critiquer mon travail, mais aussi pour avoir toujours pris du temps au cours de ces quatre années pour répondre à mes questions et m'aider. Les rapporteurs : Virginie Marécal et Philippe Dubuisson ; les examinateurs : Dominique Bouniol (Merci pour tout), Jean-Philippe Lafore et Wolfram Wobrock ; ainsi que Christophe Duroure (qui m'a beaucoup appris sur la microphysique et les statistiques). Vos remarques pertinentes m'ont permis d'améliorer le manuscrit et de préparer sereinement la soutenance. Merci aussi à Alain Protat pour son aide et son soutien constant.

J'adresse un très grand merci à Sylvie Cautenet qui m'a encadré durant ces 4 années et plus particulièrement pendant la dernière. Je sais que cela n'a pas dû être facile de prendre le relais, surtout pour la dernière ligne droite entre tous les commentaires de Earl W. sur la publication et l'écriture du manuscrit.

Je remercie, bien entendu, l'ensemble du personnel du laboratoire pour avoir toujours pris le temps de répondre à mes questions qu'elles soient administratives (Cécile Yvetot et Florence Holop), informatiques (Sandra Banson et Philippe Cacault), scientifiques (...) ou autres. Je ne remerciais jamais assez Marie Monier et Laurent Deguillaume pour m'avoir aidé tout au long de ma thèse et ce sur tous les plans (personnel et professionnel), merci à vous deux. Je remercie aussi Olivier Jourdan et Fred Szczap pour la relecture de certains

paragraphes, pour leur aide dans la préparation des cours de mécanique du point et pour les parties poker. Sans oublier l'ensemble des doctorants (anciens et nouveaux) et des post-doctorants : Jamal, Christel, Hervé, Mathieu, Boris, Yoann, Julien, Fred, Céline, Laurent, Julien, Maxime, Nic, Evelyn, ... , tous les pronostiqueurs et bien entendu Suzanne.

Je ne serai pas en train d'écrire ces remerciements sans Mr Abder Michrafy qui fût mon encadrant durant le stage de fin d'année de l'IUT à l'école des Mines d'Albi. Je lui adresse un très grand merci car il m'a permis de découvrir le monde de la recherche en me faisant travailler sur un sujet novateur qui m'a passionné ; et surtout il m'a fait prendre conscience que je devais continuer mes études (et oui c'était pas prévu de faire un bac +8 !!).

Comment ne pas réserver un paragraphe à Guillaume Mioche (le grand Guillaume diront certains) avec qui j'ai passé la quasi-totalité de mes années universitaires (sauf la première année d'IUT, nous n'étions pas dans le même groupe) et sans qui je ne serais probablement pas là. Je pense qu'on aurait arrêté après notre carton en math en début de Licence non ? Bref un grand merci à un très bon ami qui a su me supporter toutes ces années (car il ne paraît pas comme ça mais je râle beaucoup) et avec qui j'ai adoré passer du temps en cours pour de franches rigolades (Fred s'en rappelle encore). Et oui tu avais raison, on y est arrivé !!

En passant je remercie aussi tout le personnel de l'IUT du département « Génie Bio » et plus particulièrement Mme Pizzocarò et ma tutrice Mme Roustan qui, pendant 3 années, m'ont fait confiance pour prendre en main les TP de Physique et monter un TD de thermodynamique. Une expérience très enrichissante et passionnante.

Pendant ces années de thèse, j'ai eu la chance de pouvoir compter sur mes amis à tout moment pour me changer les idées et me remotiver, donc je tiens à les remercier individuellement (je l'avais promis): Dav, Kiep, Rom, Max, Alex, Tony, Mich, Po, Delph, Elo, Ju, Mick, Momo, Bert. Sans vous je n'aurais aucune vie sociale enfin aucune vie sociale cool, car vous êtes tous cool et sympa... et sûrement que je fréquenterai moins le Buddy quand je suis au Puy. Une amitié de plus de 10 ans et toujours aussi soudés !!!

Je remercie, bien entendu, toute ma famille, mes parents et mon frère qui ont toujours cru en moi ; et je tiens à dédier cette thèse en partie à mon papy et ma mamie « de Farges » qui ne sont malheureusement plus là mais qui sont sûrement très fiers de leur petit-fils.

Et comment ne pas parler de Vincent, un sujet toujours difficile à aborder car les occasions de penser à lui ne manquent pas : lorsqu'il y a un nouveau produit Apple, devant mon iMAC 24", quand je me perds en voiture ou même à pied (alors que c'était simple, c'était tout droit...), quand je rate un arrêt de tram, quand je bois une Margarita, ou quand je mange un demi poulet, bref en 2 ans ½ nous avons partagé beaucoup de choses car Vincent était, comme tout le monde le sait, proche de ces étudiants. Il m'a permis de réaliser une thèse dans les meilleures conditions possibles : tout d'abord car le sujet était très motivant puis, rapidement grâce à sa confiance et à l'enthousiasme de l'équipe « enclume » de AMMA, je me suis épanoui dans le monde de la recherche. Il était passionné, avait l'art de motiver et de donner confiance en soi ; il n'hésitait jamais longtemps à m'envoyer en conférence, et encore moins longtemps pour aller à Cancun... Bref, Vincent m'a appris beaucoup professionnellement et personnellement ; j'ai une très grosse pensée pour lui en ce moment, ainsi que pour Clodette, Doriane, et Violaine. Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans lui, il nous a quitté beaucoup trop tôt.....

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	3
INTRODUCTION.....	9
CHAPITRE 1. LA MOUSSON AFRICAINE.....	15
1.1. Généralités.....	16
1.2. La circulation de la mousson africaine.....	18
1.2.1 Les éléments clés	18
1.2.2 Les systèmes convectifs à méso-échelle (MCS)	22
1.3. La campagne de mesures AMMA.....	26
1.3.1 La stratégie d'observation	26
1.3.2 Les périodes d'observation	27
1.4. Présentation de la SOP2a3.....	29
1.5. Cas d'étude du 8 septembre 2006.....	30
1.6. Conclusion.....	32
CHAPITRE 2. PRINCIPE DES INSTRUMENTS DE MESURE.....	33
2.1. Le radar.....	34
2.1.1 Le radar météorologique	35
2.1.2 Calcul du facteur de réflectivité radar Z (dBZ)	38
2.1.3 La réflectivité équivalente	41
2.1.4 Application à l'approximation de Rayleigh	43
2.1.5 La Vitesse Doppler	47
2.2. Le Lidar.....	48
2.3. Le Radiomètre.....	50
2.3.1 Le Radiomètre infrarouge	53
2.3.2 Equation du transfert radiatif	55
2.4. Conclusion.....	59
CHAPITRE 3. LES OUTILS NUMERIQUES.....	61
3.1. Le modèle BRAMS.....	62
3.1.1 Equations générales	63
3.1.2 Structure 3D du modèle	66
3.1.3 Imbrication des grilles	67
3.1.4 Conditions initiales	68
3.1.5 Paramétrisations	69
3.2. Schéma microphysique.....	70
3.2.1 Définition	70
3.2.2 Formation et Croissance des hydrométéores	72
3.2.3 Schéma microphysique à 2 moments de RAMS	76

3.3. Couplage des simulateurs : Radar, Lidar et Radiomètre IR avec la microphysique.....	87
3.3.1 Simulateur radar	87
3.3.2 Simulateur Lidar	95
3.3.3 Simulateur Radiomètre Infrarouge	97
3.4. Conclusion.....	101
CHAPITRE 4. RESULTATS.....	103
4.1. Simulation du cas d'étude.....	104
4.1.1 Protocole de simulation	105
4.1.2 Test sur la fermeture du schéma convectif	109
4.1.3 Test avec la microphysique à 1 moment	113
4.2. Validation de la simulation.....	114
4.2.1 Validation de la dynamique à grande échelle	114
4.2.2 Validation des conditions locales	115
4.2.3 Tests statistiques sur la dynamique	116
4.2.4 Comparaison des champs de température de brillance	120
4.3. Méthode de classification des différents régimes du MCS.....	123
4.3.1 Classification avec le radar Doppler en bande C	123
4.3.2 Classification avec les températures de brillance SEVIRI	127
4.4. Conclusion.....	133
CHAPITRE 5. RESULTATS MICROPHYSIQUES.....	135
5.1. Validation du schéma microphysique.....	136
5.2. Comparaison avec les mesures aéroportées.....	140
5.2.1 Les distributions en taille des particules : PSDs	141
5.2.2 Le Radar RASTA	143
5.3. Comparaison avec les mesures du site de Niamey.....	151
5.3.1 Radar à 95GHz de ARM	151
5.3.2 Données SEVIRI	155
5.4. Approche statistique pour évaluer l'enclume du système.....	157
5.5. Conclusion.....	163
CHAPITRE 6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	165
6.1. Conclusions	166
6.2. Perspectives	171
BIBLIOGRAPHIE.....	173
LISTE DES ACRONYMES.....	187
ANNEXE : ARTICLE PUBLIÉ AU QUARTERLY JOURNAL OF THE ROYAL METEOROLOGICAL SOCIETY.....	189

INTRODUCTION

La Mousson d'Afrique de l'Ouest (MAO) est un système couplé terre-océan-atmosphère complexe faisant intervenir plusieurs mécanismes dynamiques d'échelles différentes. La MAO apporte entre les mois de juin et septembre (saison humide) la plus grande partie des précipitations annuelles sur le Sahel. Mais, depuis les années 70, un important déficit pluviométrique a été observé dans ces régions avec des conséquences socio-économiques désastreuses pour les populations locales (sécheresse, famine). La forte variabilité saisonnière et inter-annuelle des précipitations associées à la MAO est donc un paramètre clé qu'il est nécessaire de mieux appréhender, car elle modifie de façon considérable les ressources annuelles en eau de ces populations, ainsi que la stratégie d'exploitation des terres agricoles (date de semis, type de semences, rendement). C'est donc dans le but de mieux comprendre les processus physiques responsables de la MAO et ses conséquences sur les populations (santé, agriculture, économie) que le projet AMMA (Analyses Multidisciplinaire de la Mousson Africaine ; *Redelsperger et al., 2006*) a débuté en 2001.

Durant la MAO, environ 80% des précipitations en zone sahélienne sont générées par les systèmes convectifs à méso-échelle (en anglais *Mesoscale Convective System ; MCS*) (*Mathon et al., 2002 ; Lebel et al., 2003*). Les MCSs sont des amas nuageux possédant une extension horizontale supérieure à 100 km dans au moins une direction (*Houze, 2004*), progressant d'est en ouest, avec une durée de vie de quelques heures à plusieurs jours. Les nombreuses cellules nuageuses de ces MCS prennent naissance au sein de la Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT), et sont dues à l'interaction de plusieurs composantes dynamiques d'échelles différentes : le Front Inter-Tropical (FIT) résultat de l'opposition entre le flux de mousson (qui apporte l'humidité de l'océan Atlantique vers le continent) et le flux d'Harmattan (provenant du Sahara), le Jet d'est Africain (AEJ) et les ondes d'est (AEW) qui modulent l'activité convective (*Fink et Reiner, 2003*) durant la période de mousson.

L'ensemble des processus physiques qui découlent des interactions entre ces différents flux (convection, évaporation, condensation) sont donc à prendre en compte dans les modèles numériques, afin de simuler de façon réaliste de tels systèmes. La faible densité des radiosondages dans cette région, le manque de mesures *in situ* réalisées dans ces systèmes, ainsi que le problème de la rétroaction des nuages sur la circulation générale, sont autant de raisons qui font que la MAO et par conséquent les MCSs ne sont pas correctement reproduits dans les modèles à grande échelles (*Cook et Vizi, 2006 ; Tompkins et al., 2005 ; Christensen et al., 2007a,b*). *Moncrieff et al. (1997)*, *Lang et al. (2007)* insistent sur le fait que les paramétrisations nuageuses dans les modèles à grande échelle doivent être améliorées en se

basant sur les résultats de modèles à plus fine échelle. Or, bien que l'utilisation de modèles à très petite échelle permette de résoudre correctement certaines caractéristiques des MCSs (Ducrocq *et al.*, 2000 ; Montmerle *et al.*, 2001 ; Morrison *et al.*, 2009), il reste difficile de représenter de façon réaliste la totalité du cycle de vie des MCSs, étant donné leur persistance dans le temps (durée de vie de quelques heures à plusieurs jours) et leur vitesse de déplacement (souvent supérieure à 10m.s^{-1}). Ces modèles ne sont pas capables de fournir une résolution continue à très petite échelle (taille des grilles trop faible, temps d'intégration trop long).

L'analyse microphysique de ces MCSs montre que la région convective est composée de précipitations fortes à modérées ($10\text{-}100\text{ mm.h}^{-1}$) qui contrastent avec la partie stratiforme, située à l'arrière du système est caractérisée par des précipitations plus faibles ($1\text{-}10\text{ mm.h}^{-1}$) (Leary *et Houze*, 1979). La partie convective est soumise à de fortes ascendances ($5\text{-}10\text{ m.s}^{-1}$), responsables de la formation de cristaux givrés (graupel, grêle) ainsi que du grossissement des gouttes d'eau par coalescence, tandis qu'à l'arrière du système, une très grande variété de cristaux de glace peut être observée selon les processus de croissance prépondérants (déposition de vapeur, agrégation, givrage). Cette région stratiforme est caractérisée par des flux descendants sous le niveau de fonte qui, associés à la présence du flux d'Harmattan (vent sec en provenance du Sahara) limitent le grossissement des gouttes par condensation, d'où des précipitations plus faibles. De plus, il s'agit d'une partie du MCS qui est en général très hétérogène à cause de la présence de cellules en phase de dissipation.

Dans ce travail, l'accent a donc été mis sur les parties stratiformes et cirriformes du MCS qui forment ce que l'on appelle « l'enclume » du MCS. En effet, étant donné que ces enclumes représentent environ 90% de la surface totale du MCS et que leur temps de vie peut excéder de plusieurs heures celui de la partie convective, leur contribution sur le plan radiatif et sur la quantité totale des précipitations du MCS est très importante, c'est pourquoi il est nécessaire d'étudier la microphysique de ces systèmes afin d'améliorer leur représentation dans les modèles.

Le travail réalisé durant cette thèse a consisté à simuler un MCS observé durant la campagne AMMA à partir d'un modèle méso-échelle à grilles imbriquées, afin de simuler toutes les échelles qui interviennent au sein du MCS, puis de comparer les résultats de la simulation avec les mesures. Les observations atmosphériques utilisées sont de plusieurs types : (i) le réseau météorologique existant, mais épars et peu fiable en Afrique de l'ouest (radiosondages, stations météorologiques pérennes), auquel s'ajoutent les mesures au sol mises en place lors de la campagne AMMA (stations météorologiques et radiosondages supplémentaires); (ii) les

mesures de télédétection au sol (radars, lidars) qui permettent le suivi de l'évolution d'un MCS; (iii) les mesures aéroportées de télédétection (radar, lidar) associées aux sondes microphysiques qui vont aider à l'analyse de la cellule nuageuse à petite échelle ; (iiii) les mesures satellites qui donnent une vision globale du MCS et de son environnement. Toutes ces mesures représentent un important volume de données qui a été traité en général par des méthodes statistiques.

Pour cela, des simulateurs d'instruments de télédétection active et passive (radar, lidar et radiomètre) ont été couplés avec les sorties du modèle, de façon à obtenir un jeu de données simulées comparable aux diverses observations réalisées au sol, en avion ou par satellite. Cette approche, relativement nouvelle, est de plus en plus utilisée par la communauté des modélisateurs (*Lang et al., 2007*) et notamment dans Méso-NH (simulateurs radar : *Caumont et al., 2006*; simulateurs radiomètre : *Chaboureau et al., 2002, 2007*; *Meirolle-Mautner et al., 2007*), MetUM (*Bodas-Salcedo et al., 2008*), LMDZ (*Chepfer et al., 2008*), WRF (Goddard Satellite Data Simulator Unit : *Matsui et al., 2009*), ou encore NASA-MMF, GCE, MetUM.

Le but de cette étude est :

- d'évaluer la capacité du modèle méso-échelle (BRAMS) à reproduire la circulation dynamique présente en Afrique de l'ouest, l'évolution d'un MCS intense et complexe (cas du 8 septembre 2006 à Niamey), dans un contexte réaliste (initialisation à partir d'un GCM).
- de rechercher, d'interpréter et de comparer, à l'aide d'un important jeu de données, les signatures microphysiques présentes dans les différentes parties du MCS en utilisant plusieurs approches basées sur des comparaisons directes et statistiques (*Yuter et Houze, 1995*). Le but général de l'étude n'est pas de mettre en œuvre un schéma microphysique complexe, mais plutôt de confronter les résultats obtenus avec les paramétrisations microphysiques utilisées dans le modèle et de trouver des améliorations en se basant sur les comparaisons des signatures microphysiques.

Ce manuscrit de thèse s'organise de la manière suivante :

- Dans le Chapitre 1, la circulation de la mousson africaine est présentée en détaillant la contribution de chacun des principaux champs dynamiques (flux de mousson, d'Harmattan, jets d'altitude). Puis, nous présentons la campagne AMMA.

- Le Chapitre 2 décrit les différents instruments de télédétection active (radar et lidar) et passive (radiomètre infrarouge) utilisés dans cette étude, en explicitant leur intérêt pour l'étude des nuages et des différents hydrométéores liquides et glacés.
- Le Chapitre 3 présente les outils numériques qui ont servi à réaliser cette étude avec la description du modèle méso-échelle BRAMS/RAMS et notamment du schéma microphysique à 2 moments, ainsi que le couplage des différents simulateurs au modèle.
- Le Chapitre 4 est dédié à la présentation des résultats de la simulation à grande échelle à travers la validation de la dynamique (comparaison avec les radiosondages, validation statistique), ainsi que du cycle de vie du MCS simulé (position, intensité, évolution). Ensuite, nous exposons la méthode permettant de discriminer les parties convectives et stratiformes du MCS à partir des observations radar et des données satellitaires du radiomètre SEVIRI (*Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager*).
- Le Chapitre 5 est consacré aux résultats microphysiques obtenus en comparant les champs observés et simulés à petite échelle à l'aide des simulateurs d'instruments de télédétection. Nous présentons aussi les différents résultats microphysiques obtenus en comparant les sorties du modèle avec les mesures aéroportées *in situ*.

CHAPITRE 1 LA MOUSSON AFRICAINE

Chapitre1 La Mousson Africaine	
1.1 Généralités	16
1.2 La circulation de la mousson africaine	18
1.2.1 Les éléments clés	18
1.2.2 Les systèmes convectifs à méso-échelle (MCS)	22
1.3 La campagne de mesures AMMA	26
1.3.1 La stratégie d'observation	26
1.3.2 Les périodes d'observation	27
1.4 Présentation de la SOP2a3.....	29
1.5 Cas d'étude du 8 septembre 2006.....	30
1.6 Conclusion.....	32

1.1. GÉNÉRALITÉS

Le terme mousson (en anglais *monsoon*) vient de l'arabe *mawsim* qui signifie saison. La mousson est très souvent associée à l'Inde et plus généralement à l'Asie du sud, mais ce phénomène est présent dans toutes les régions tropicales caractérisées par une alternance de saisons sèches et de saisons humides induites par un changement de régime des vents, et notamment des alizés. Plus précisément, *Ramage (1971)* définit les zones de mousson selon trois critères :

- Inversion des alizés entre Janvier et Juillet (changement de direction d'au moins 120°).
- La fréquence d'occurrence de chaque régime de vent doit être en moyenne supérieure à 40% en Janvier et en Juillet.
- Le vent moyen doit être supérieur à 3 m.s⁻¹ pendant au moins 1 mois.

Ainsi certaines régions d'Australie, d'Amérique et d'Afrique entrent dans cette définition, on parle alors de la mousson indo-australienne, nord américaine et en ce qui nous concerne de la mousson africaine.

La Mousson d'Afrique de l'Ouest (MAO) est un système couplé Terre-Océan-Atmosphère complexe qui s'établit entre Juin et Septembre sur l'Afrique de l'Ouest et qui apporte sur ces régions la plus grande partie des précipitation annuelles (**Figure 1.1**).



Figure 1.1 : Précipitations annuelles moyennes correspondant à la zone d'influence de la mousson africaine en Afrique de l'ouest.

Ces régions, qui comptent parmi les plus pauvres du monde, dépendent fortement de l'agriculture et ne peuvent survivre sans cette saison humide qui est donc très attendue chaque

année par les populations locales. La variabilité inter-annuelle et inter-décennale de la MAO est bien documentée. Le passage, de conditions humides (dans les années 50 et 60) à des conditions beaucoup plus sèches (dans les années 70 à 90) sur tout le Sahel, représente un des signaux inter-décennaux les plus forts observés sur la planète au 20^{ème} siècle. Ainsi, depuis les années 70, on enregistre en Afrique de l'Ouest un fort déficit pluviométrique (**Figure 1.2**) dû à une diminution du nombre des événements pluvieux (*Le Barbé et al., 2002*) qui entraîne inévitablement : sécheresse, famine et effondrements économiques.

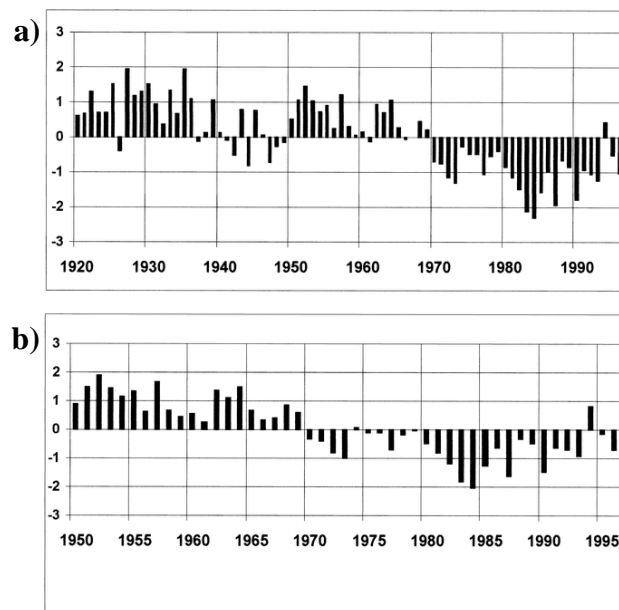


Figure 1.2 : Evolution de l'indice de pluviométrie normalisé : a) sur le Sahel entre 1921 et 1994 ; b) sur le Niger (zone correspondante au cas d'étude) entre 1950 et 1997 (*Le Barbé et al., 2002*).

Les causes de ce déficit en eau, ainsi que ses conséquences socio-économiques et sanitaires sont donc, les principales raisons qui ont poussé la communauté scientifique à se mobiliser dans le cadre du projet AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine). Le but de cette campagne étant d'acquérir une meilleure connaissance des phénomènes mis en jeu à différentes échelles spatiales et temporelles (**paragraphe 1.3**).

1.2. LA CIRCULATION DE LA MOUSSON AFRICAINE

1.2.1 Les éléments clés

La mousson africaine est caractérisée par cinq champs de vents principaux :

En basse couche : opposition du flux de mousson (sud-ouest) et du flux d'Harmattan (nord-est).

En altitude : le Jet d'Est Africain (AEJ) de direction est-ouest situé à 650 hPa, le Jet d'Est Tropical (TEJ) de direction est-ouest situé à 150hPa, et le JOST (Jet d'Ouest Sub-Tropical) de direction ouest et localisé à 30°N. La **Figure 1.3** montre une représentation idéalisée bidimensionnelle de la circulation de mousson en considérant une symétrie zonale.

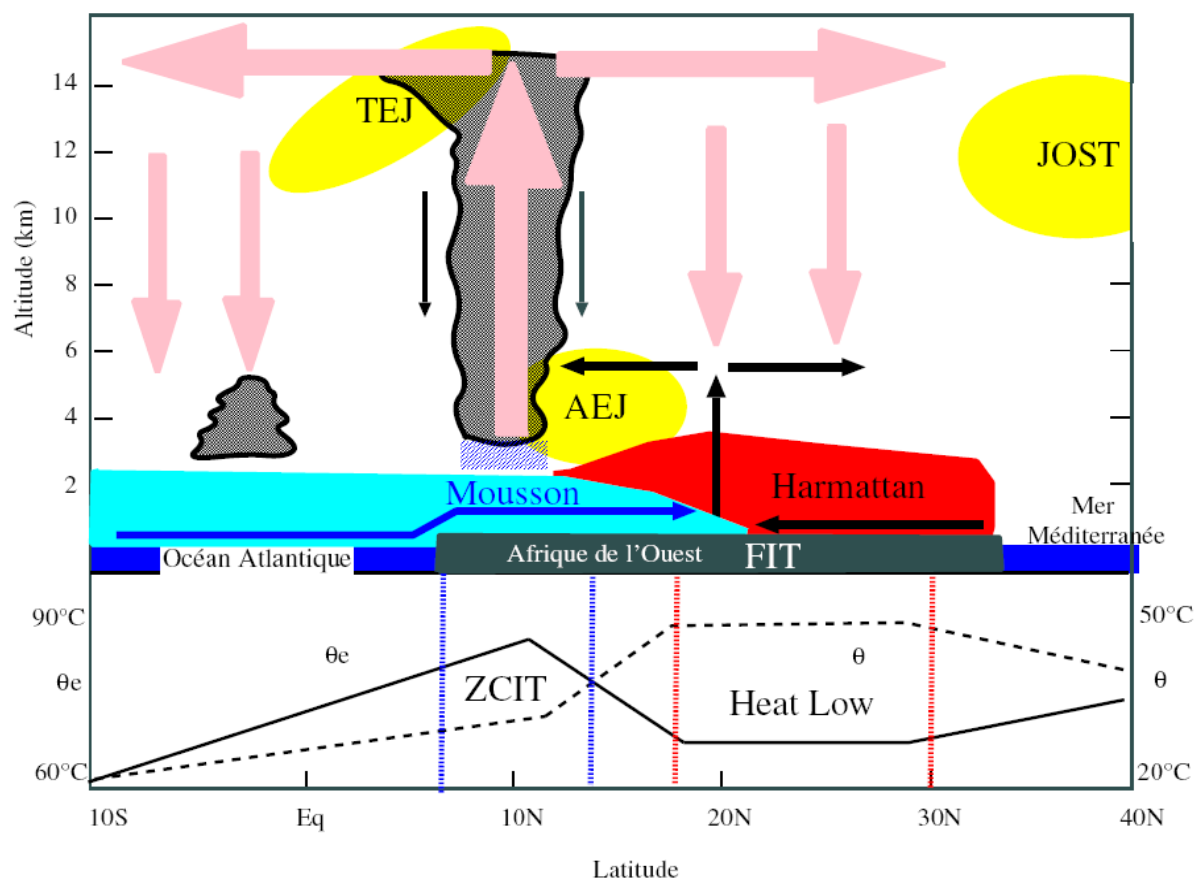


Figure 1.3 : Schéma conceptuel représentant une moyenne zonale des différents éléments de la mousson africaine : le flux de mousson, le flux d'Harmattan et les vents zonaux dominants (AEJ : Jet d'Est Africain ; TEJ : Jet d'Est Tropical et JOST : Jet d'Ouest Sub-Tropical, cf texte pour les détails). Le graphique du bas représente les profils méridiens de température potentielle (θ) et de température potentielle équivalente (θ_e) dans la couche limite atmosphérique. Source *Peyrillé (2006)*.

Le flux de mousson est un flux de sud-ouest, dirigé de l'océan Atlantique vers le continent qui apporte l'humidité de basse couche nécessaire à la formation de la convection nuageuse. Le flux de mousson s'établit grâce au gradient thermique méridien existant entre l'océan et le continent surchauffé durant les mois de mars, avril et mai (*Eltahir et Gong, 1996*). Ce gradient thermique renforce les alizés de l'hémisphère sud qui peuvent traverser l'équateur et ainsi être déviés vers l'est grâce à la force de Coriolis (inversion des alizés). Lors de son arrivée sur le continent, le flux de mousson rencontre le flux d'Harmattan qui est un vent de nord-est chaud et sec provenant du Sahara. La confluence de ces deux flux forme une zone de convergence en basse couche appelée Front Inter Tropical (FIT) positionné autour de 20°N en juillet. Dans la moyenne troposphère, cette zone de convergence donne lieu à une zone de convection humide appelée ZCIT Zone de Convergence Inter Tropicale (**Figure 1.4**) située autour de 10°N en période de mousson (soit plus au sud que le FIT). Le début de la période de mousson correspond au déplacement rapide vers le nord de la ZCIT à la fin du mois de juin (**Figure 1.4-b**) (*Sultan et Janicot, 2000*). Cette ZCIT, aussi appelée équateur météorologique, est à la base de la circulation de Hadley qui transporte de l'énergie des zones tropicales jusqu'aux latitudes tempérées.

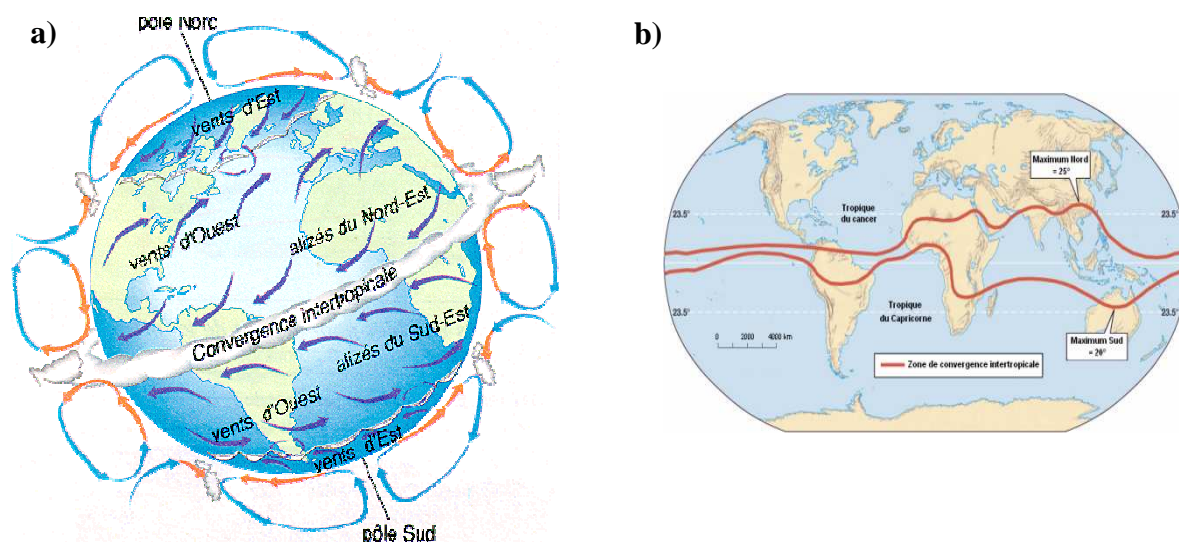


Figure 1.4 : a) Représentation de la circulation générale avec notamment les cellules de Hadley qui permettent le transport méridien de l'énergie des tropiques jusqu'aux latitudes tempérées. La rencontre des cellules de Hadley au niveau de l'équateur forme la ZCIT : b) positions extrêmes de la ZCIT entre la saison sèche et la saison humide.

La raison du décalage entre le FIT et la ZCIT vient du fait qu'au nord du front inter tropical, c'est-à-dire au niveau de la région saharienne, une dépression thermique appelée Heat Low se

met en place. La température de surface sur cette zone est telle qu'elle engendre une zone de convection sèche (limitée verticalement par la subsidence de la cellule de Hadley, **Figure 1.3**) qui inhibe le déclenchement de la convection nuageuse. Ce Heat Low joue donc un rôle important dans la circulation de mousson en inhibant une partie de la convection humide, mais aussi en assurant le maintien de l'AEJ. L'AEJ est dû à la confluence de la mousson et de l'harmattan, il s'agit d'un vent thermique zonal de moyenne troposphère (autour de 600 hPa), situé vers 15°N et se propageant entre 10 et 15 m.s⁻¹. Il est primordial dans la circulation de mousson, car il est le siège d'instabilités barotropes (instabilités du cisaillement horizontal de l'écoulement) et baroclines (instabilités du champ de pression associée à un fort gradient horizontal de température). Ces instabilités peuvent donner naissance aux ondes d'est africaines (AEW African Easterly Waves) qui ont une longueur d'onde d'environ 3000 km et qui se déplacent à ~ 8 m.s⁻¹ d'est en ouest (*Mathon et Laurent, 2002*). Ces AEW sont associées à la variabilité des systèmes convectifs (*Fink et Reiner, 2003*) et donc à la variabilité des précipitations, mais aussi à l'activité cyclonique tropicale (*Thorncroft et Hodges, 2001*). Dans la haute troposphère entre 12 et 15 km d'altitude se trouve le TEJ qui est un vent zonal généralement situé autour de 5-10° N. Le TEJ est alimenté à grande échelle par la mousson indienne via la branche haute de la cellule de Walker (transport zonal de l'énergie, d'est en ouest), et renforcé au dessus de l'Afrique par la branche haute de la cellule de Hadley. La présence de ce jet favorise les cisaillements verticaux au dessus de l'Afrique, et donc la génération de systèmes convectifs (type ligne de grains, voir plus loin). De même que le JET, un second jet mais de haute altitude, le JOST (Jet d'Ouest Sub-Tropical) situé entre 30 et 35°N est relié à l'intensité de la convection dans les tropiques.

La circulation de la mousson africaine est donc très complexe, car elle fait intervenir beaucoup d'éléments très différents interagissant les uns avec les autres. Bien que de façon simplifiée on puisse présenter ces interactions avec une symétrie zonale, les études plus récentes de ce système (et notamment grâce à la campagne AMMA) ont permis de réaliser la **Figure 1.5** qui schématise l'ensemble de ces interactions en trois dimensions.

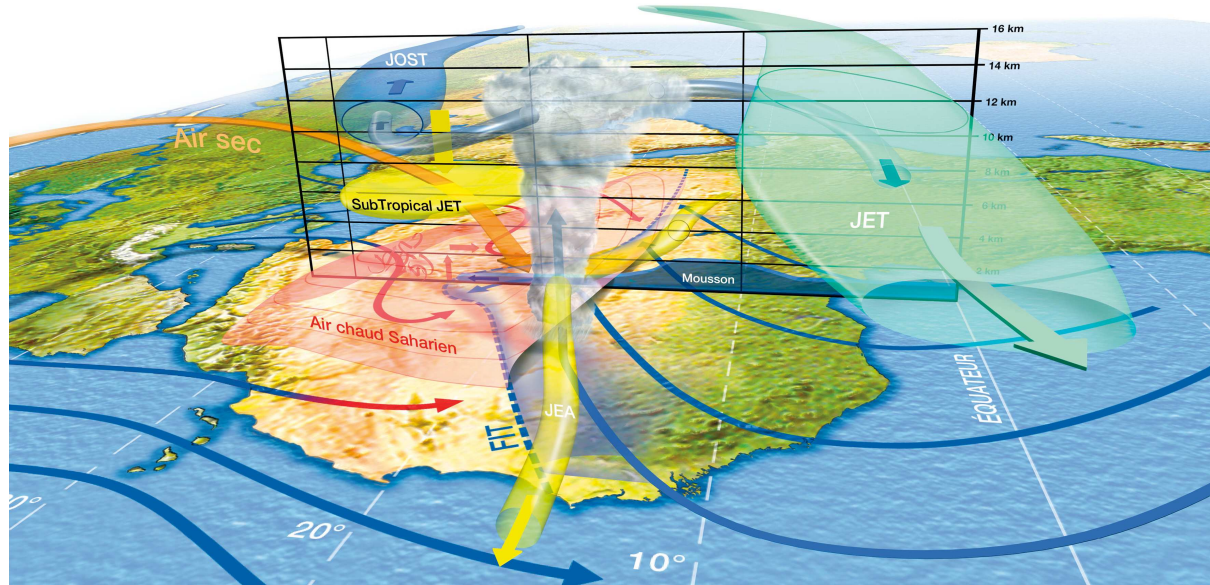


Figure 1.5 : Représentation schématique 3D des différentes composantes de la circulation de la mousson ouest africaine

1.2.2 Les systèmes convectifs à méso-échelle (MCS)

1.2.2.1 Généralités

Durant la MAO, la majeure partie des précipitations est apportée par les systèmes convectifs à méso-échelle (*Mathon et al., 2002 ; Mathon et Laurent, 2002; Le Barbé et al., 2002*) que l'on appelle plus couramment MCS (Mesoscale Convective Systems, **Figure 1.6**). On parle de MCS lorsque les précipitations qui lui sont associées, s'étendent sur environ 100 km dans au moins une direction horizontale et que l'organisation du système dépend essentiellement de nuages convectifs. Ce type de système est composé de plusieurs cumulonimbus reliés entre eux par une partie stratiforme. Ils peuvent être vus à méso-échelle comme une seule entité de 2 à 3 ordres de grandeur plus grande qu'un simple cumulonimbus, plus ou moins bien organisée selon les cas. Ces systèmes convectifs évoluent d'Est en Ouest sur l'Afrique principalement en suivant l'AEJ. Le temps de vie de ces systèmes est très variable selon les conditions environnementales, il peut aller de plusieurs heures à quelques jours. Le passage d'un MCS est caractérisé au sol par une importante chute de température et de fortes rafales de vents qui peuvent soulever de grande quantité d'aérosols désertiques. *Houze (1993)* note que la dynamique de ces systèmes est souvent plus complexe qu'un simple cumulonimbus car une fois regroupés, des phénomènes supplémentaires apparaissent du fait de la présence d'une très large zone de précipitations stratiformes situées à l'arrière de la partie convective. Cette partie que l'on nomme aussi enclume (anvil), de par sa forme, joue un rôle important dans le cycle de vie du MCS, car elle peut subsister plusieurs heures après la dissipation de la partie convective. De plus, l'enclume du MCS contribue entre 25 et 50 % à la quantité totale des précipitations du système (*Houze, 2004*), et son impact radiatif est très important car son extension horizontale couvre généralement une zone de plus de 10^4 km^2 et son épaisseur peut varier de 4 à 12 km. L'étude des propriétés des MCS et de leur occurrence est fortement liée à la variabilité de la mousson africaine (*Mathon et al., 2002*) qui est, comme on l'a vu, un des points clé de la campagne AMMA.

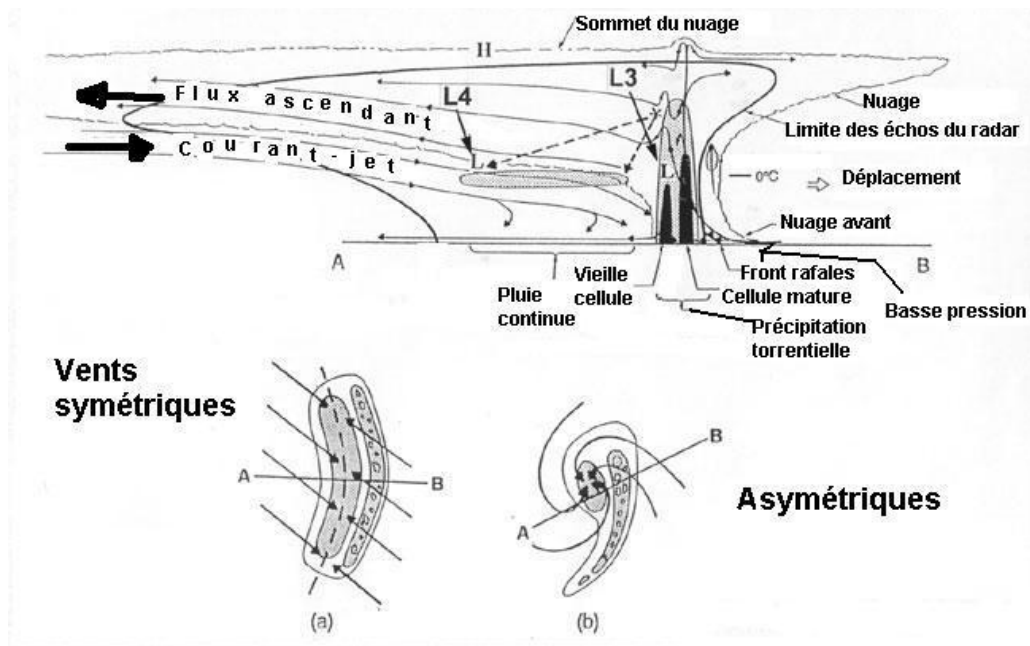


Figure 1.6 : Représentation schématique d'un MCS en phase mature (adapté de Houze et al., 1989). La partie du haut représente une coupe verticale parallèle au déplacement du MCS et la partie du bas représente les coupes horizontales des deux formes typiques de MCS observés selon le cisaillement horizontal (symétrique : organisation en ligne ; asymétrique : organisation en arc de cercle plus ou moins convexe).

Ces systèmes peuvent être classés en deux familles selon leur origine : les amas nuageux et les lignes de grain. Les amas nuageux correspondent à un regroupement de plusieurs systèmes convectifs individuels issus d'une convection « bourgeonnante », ils se déplacent relativement lentement (quelques mètres par seconde) et peuvent avoir des formes très variées. Les lignes de grains quant à elles sont formées à partir d'instabilités à plus grande échelle, les ondes d'est. Leur déplacement est plus rapide que l'écoulement moyen (Lilly, 1979) ($10-20 \text{ m.s}^{-1}$) et la structure de leur partie convective est beaucoup plus organisée : en ligne (ligne de grains) ou en arc de cercle plus ou moins convexe, selon les caractéristiques du cisaillement horizontal. Du point de vue d'un satellite, les lignes de grains sont facilement reconnaissables de par leur importante couverture nuageuse, leur organisation et leur périodicité (3-5 jours) (Morel et Sénési, 2002).

En fait, en Afrique de l'ouest, sur ce vaste continent, il existe une grande diversité de MCS. La **Figure 1.7** montre 5 MCSs différents de par leur morphologie, leur structure. Pour étudier ces MCS spécifiques, elles ont été répertoriées suivant plusieurs types : les lignes de grains de type linéaire (Lafore et Moncrieff, 1989), les Mesoscale Convective Complex (MCC) de type circulaire (Maddox, 1984), les Organized Complex Systems (OCS) de Mathon (2001) qui représentent la plupart des précipitations sur la bande sahélienne et enfin les super « clusters »

de *Mapes et Houze (1993)* qui peuvent durer plusieurs jours. A cause de cette complexité, *Tomasini et al. (2006)* ont effectué pour les MCS d'Afrique de l'ouest, une classification plus rigoureuse en analysant les données satellitaires des trajectoires de ces MCS sur une période de 8 ans. Ils ont déterminé 4 classes basées sur la vitesse (supérieure ou inférieure à 10 ms-1) et la durée (supérieure ou inférieure à 9 H) du système convectif.

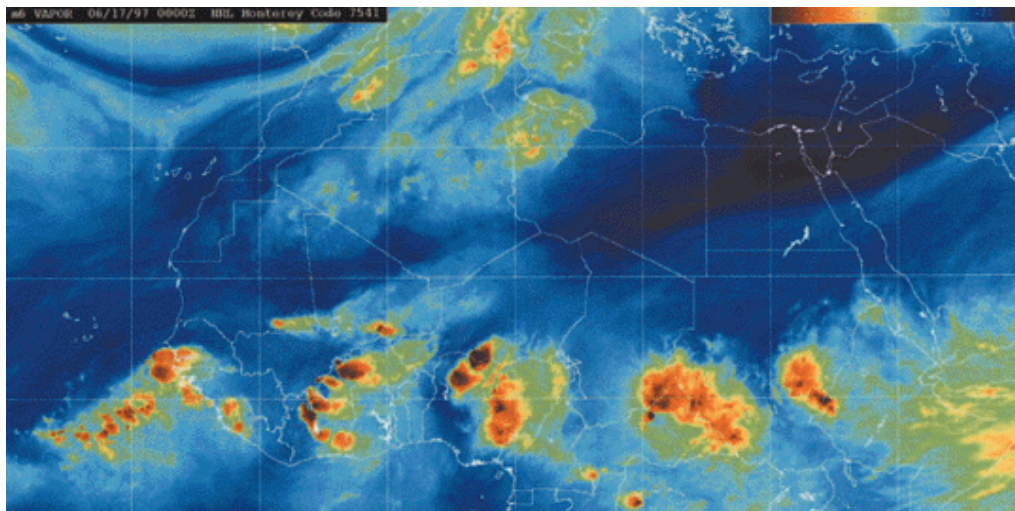


Figure 1.7 : Zoom de l'instrument SEVIRI à bord de MeteoSat dans le canal vapeur d'eau, montrant cinq MCS se propageant d'Est en Ouest sur l'Afrique de l'Ouest le 17 juin 1997.

1.2.2.2 Cycle de vie d'un MCS

Le cycle de vie de tels systèmes peut être décomposé en quatre phases :

- La phase d'initiation : durant laquelle les cumulonimbus commencent à se former par convection, alimentés par l'humidité des basses couches. A ce stade, des orages peuvent apparaître et se dissiper « normalement », mais si certaines conditions thermodynamiques sont présentes, notamment une importante énergie potentielle convective (CAPE, *Convective Available Potential Energy*) et d'importants cisaillements verticaux et horizontaux associés à un environnement fortement instable dans les basses couches (variation importante de la température potentielle équivalente ; *Kingsmill et Houze, 1999 ; Houze 2004*), alors les parties convectives vont pouvoir s'intensifier.

- La phase d'intensification : les cumulonimbus se développent verticalement par convection profonde jusqu'à atteindre la tropopause (environ 18 km dans les tropiques) et se regroupent sous forme de ligne ou d'amas nuageux. A ce stage de développement du MCS, le

refroidissement de la colonne atmosphérique par les précipitations intenses (via l'évaporation) entraîne un flux subsident froid, appelé courant de densité, qui va favoriser le soulèvement des masses d'air à l'avant du système. Cette interaction entre le courant de densité et l'environnement crée un front de rafale qui agit comme un front froid, permettant le renouvellement des parties convectives et assurant ainsi le maintien (auto entretien) de la convection (*Lafore et Moncrieff, 1989*). Les pluies convectives qui résultent de cette intensification peuvent atteindre facilement des valeurs de plusieurs dizaines de mm.h^{-1} , voire supérieure à 100mm.h^{-1} localement.

- La phase de maturité : Le MCS est à présent constitué d'une partie convective et d'une partie stratiforme à l'arrière. Au fur et à mesure du déplacement de la partie convective active (ligne de grains), les cellules plus anciennes sont entraînées à l'arrière du système formant dans un premier temps la partie stratiforme du MCS avec des précipitations n'excédant pas les quelques mm.h^{-1} , puis dans un second temps, la partie cirriforme non précipitante. Le regroupement de ces deux parties (stratiforme+cirriforme) constitue l'enclume du MCS.

- La phase de décroissance : La convection à l'avant du MCS n'est plus active (diminution du flux de mousson, de l'instabilité de l'atmosphère). Seule l'enclume du MCS accompagnée de ses précipitations stratiformes perdurent. Cette phase peut durer plusieurs heures après l'arrêt de la convection.

1.3. LA CAMPAGNE DE MESURES AMMA

La campagne AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) est un programme international dont le but est l'étude de la mousson africaine et de ses conséquences. Le principal objectif de la campagne AMMA est une meilleure connaissance des processus physiques responsable de la mousson africaine dans le but de mieux prévoir sa variabilité et ainsi prévenir ses conséquences de l'échelle locale (à travers son impact sur l'agriculture, les ressources en eau et la santé) jusqu'à l'échelle mondiale (impact sur l'économie, le climat : occurrence des cyclones et des précipitations sur le continent américain).

Pour réaliser cette tâche, trois domaines spécifiques d'étude ont été mis en avant :

- Le cycle de l'eau
- L'interaction atmosphère/surface (continentale et océanique)
- L'interaction avec le climat

La particularité du projet AMMA est qu'il met en œuvre une stratégie d'observations sur une période de 10 ans entre 2001 et 2010. Durant ces dix années, plusieurs périodes d'observations plus ou moins intenses ont été mises en place afin d'étudier et de caractériser au mieux la variabilité annuelle et saisonnière de la mousson africaine (*Redelsperger et al., 2006a, b*).

1.3.1 La stratégie d'observation

La mousson africaine est une composante complexe du climat qui doit être étudiée à plusieurs échelles temporelles et spatiales. La **Figure 1.8** représente la stratégie d'observation adoptée pour la campagne AMMA en fonction des différents phénomènes à étudier, avec en jaune les objectifs relatifs à l'étude de la surface continentale (végétation, bassins hydriques) et en bleu les objectifs relatifs à l'étude de l'atmosphère et des océans.

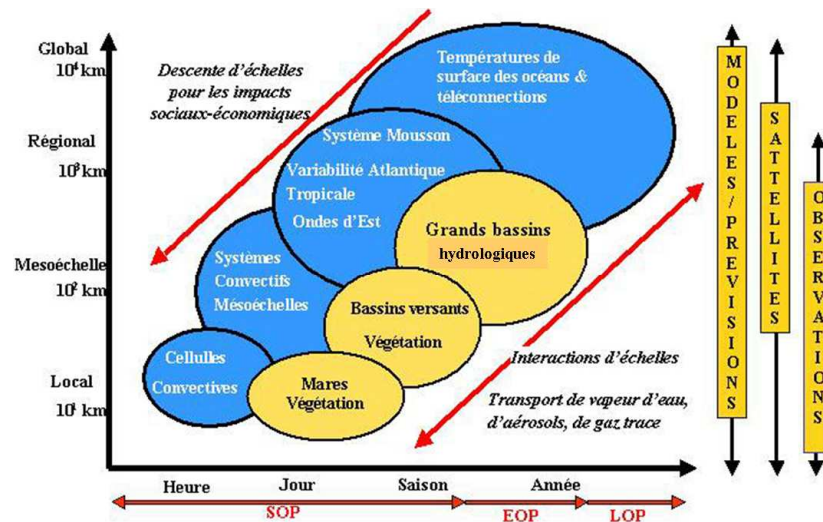


Figure 1.8 : Stratégie spatio-temporelle d'observation de la campagne AMMA (Redelsperger et al., 2006a).

1.3.2 Les périodes d'observation

On peut voir sur la **Figure 1.8** que 3 périodes d'observations ont été mise en place afin de caractériser la variabilité de la mousson africaine à différentes échelles:

- Inter-annuelle: LOP (*Long term Observing Period*)
- Annuelle: EOP (*Enhanced Observing Period*)
- Saisonnière: SOP (*Special Observing Period*).

Ces trois périodes d'observation sont représentées sur la **Figure 1.9**.

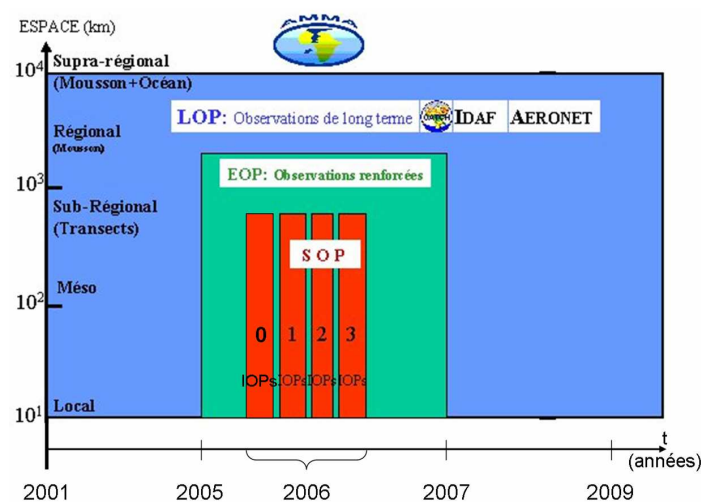


Figure 1.9 : Représentation des trois périodes d'observation d'AMMA (LOP, EOP et SOP).

- La période d'observation longue LOP s'étend entre 2001 et 2010. Durant cette période, des observations continues des précipitations, de la végétation, de l'humidité des sols, de la température de l'océan, ainsi que des concentrations en aérosols et en gaz sont réalisées au sol et par télédétection spatiale sur toute la zone d'étude, afin d'étudier la variabilité inter annuelle de la mousson ainsi que le cycle hydrologique (AMMA-CATCH: AMMA-Couplage de l'Atmosphère Tropicale et du Cycle Hydrologique). Etant donné la forte variabilité spatiale de la mousson ouest africaine, des périodes de mesures plus intenses (EOP, SOP) ont été nécessaires.
- La période d'observations renforcées EOP s'étend sur trois ans entre 2005 et 2007. Cette phase de la campagne AMMA correspond à un renforcement des observations de la LOP, afin de caractériser plus précisément les processus responsables de la variabilité annuelle.
- Les périodes d'observations spéciales SOP ont été réalisées en 2006 et sont au nombre de quatre. Elles correspondent à une densification du déploiement instrumental au sol sur les super sites : Niamey (Niger), Banizoumbou (Niger), Cinzana (Mali) et M'Bour (Sénégal) formant le « transect sahélien » et Djougou (Bénin), Tamanrasset (Algérie) et Banizoumbou (Niger) formant le « transect méridional » ainsi qu'à la présence de cinq avions : Géophysica M55, F-F20, D-F20, BAE 146 et ATR-42. Ces quatre SOPs sont divisées en plusieurs parties : a1 - a2 - a3 suivant les stratégies instrumentales considérées (**Figure 1.10**)

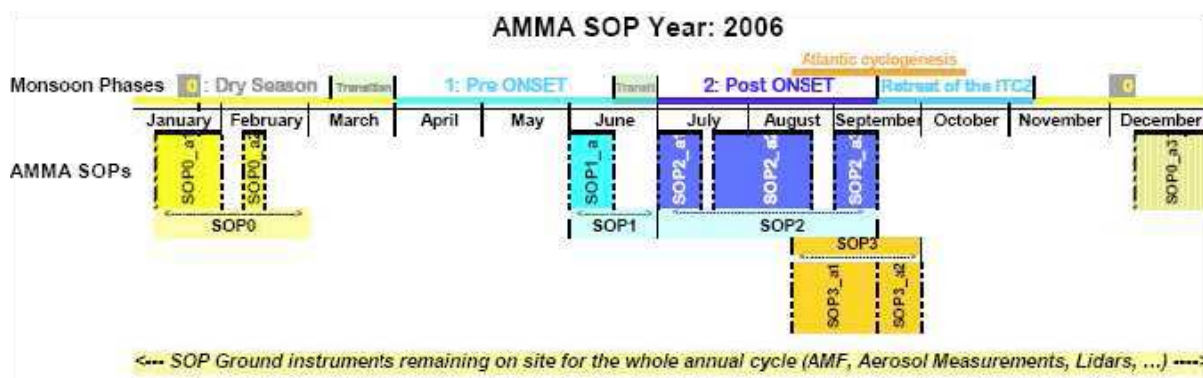


Figure 1.10 : Représentation des différentes SOP.

Ces périodes d'observations spéciales (numérotées de 0 à 3) sont destinées à l'observation intensive des différentes phases d'un cycle annuel de la MAO (**Figure 1.10**). La SOP0 correspond à l'étude de la saison sèche précédant l'arrivée de la mousson (entre novembre et février). La SOP1 s'intéresse à l'établissement de la mousson (pré-onset) durant le mois de juin et la SOP2 correspond à la phase active de la mousson entre juillet et septembre (l'onset

correspondant au maximum de la mousson début juillet). La SOP3 s'est déroulée en septembre 2006 et correspond à l'étude des systèmes convectifs et de leurs interactions avec l'océan notamment du point de vue de la cyclogenèse, c'est-à-dire leur capacité à devenir des cyclones tropicaux. Dans le cadre du travail de cette thèse, seules les données de période d'observation spéciale SOP2a3 (6-15 septembre 2006) ont été utilisées.

1.4. PRÉSENTATION DE LA SOP2A3

La SOP2a3 avait pour but l'étude détaillée des MCS dans la région de Niamey (Niger) à l'aide de plusieurs instruments de télédétection au sol, aéroportés et satellitaires. Durant cette période, la station mobile de mesures ARM (*Atmospheric Radiation Measurement*) a été déployée aux environs de l'aéroport de Niamey ($13^{\circ}28'39''\text{N}$, $2^{\circ}10'27''\text{E}$), avec notamment un radar Doppler en bande W (95 GHz) effectuant des mesures de réflectivité et de vitesse Doppler à la verticale avec une résolution spatiale de 60 mètres et une résolution temporelle de 5 s, ainsi qu'un lidar à 532 nm. De plus, la station ARM a réalisé des mesures radiométriques (albédomètre, ceilomètre, radiomètre spectral), des mesures en continu au sol des variables atmosphériques classiques (température, pression, humidité, direction/vitesse du vent, taux de précipitation) et toutes les six heures, un radiosondage de l'atmosphère était réalisé au dessus du site. A proximité du site ARM, le radar Doppler volumétrique en bande C (5 GHz) du MIT (*Massachusetts Institute of Technology*) effectuait des mesures en trois dimensions du facteur de réflectivité radar et de la vitesse Doppler dans un rayon de 150 km autour de Niamey. Ces mesures permettent d'extraire des coupes horizontales du champ de réflectivité : CAPPI (*Constant Altitude Plan Position Indicator*) avec une résolution spatiale de 1 km et une résolution temporelle de 10 minutes, ainsi qu'occasionnellement des RHI (coupes verticales). En plus de ces instruments au sol, le Falcon 20 français (F-F20) basé à Niamey, a effectué 8 vols lors cette SOP avec à son bord le système RALI (RAdar/Lidar ; Protat et al., 2004) composé d'un radar Doppler à 95 GHz (RASTA *Radar Aéroporté et Sol de Télédétection des propriétés nuAgeuses*) et d'un lidar (LNG *LEANDRE Nouvelle Génération*) à trois longueurs d'onde : 355 nm, 532 nm et 1064 nm ainsi que les sondes microphysiques 2D-C, 2D-Pet 1D-P. Le radar RASTA est équipé de 5 antennes (3 antennes visant vers le bas et 2 visant vers le haut), et possède une résolution de 60 mètres. La sonde 2D-C mesure la concentration des particules de diamètres compris entre 25 et 750 μm (par gamme de 25 μm), les sondes 2D-P et 1D-P mesurent la concentration des particules pour des diamètres allant de 200 à 6000 μm (avec un pas de 200 μm). Etant donné la complémentarité

de ces sondes microphysiques, il est possible de restituer une distribution en taille composite des particules entre 25 et 6000 μm . D'un point de vue satellitaire, des mesures multi spectrales de radiance (4 canaux dans le visible-proche infrarouge et 8 canaux dans l'infrarouge) sont réalisées toutes les quinze minutes grâce au capteur SEVIRI (*Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager*) à bord du satellite géostationnaire MSG (*Meteosat Second Generation*) qui couvre la totalité de la zone AMMA avec une résolution spatiale de 3 km. De ce fait, grâce aux mesures de radiances par satellite, il est possible de suivre le déplacement et l'évolution des systèmes convectifs à grande échelle.

1.5. CAS D'ÉTUDE DU 8 SEPTEMBRE 2006

Le choix du cas d'étude a été relativement simple car durant la SOP2a3, un des MCS les plus intense/imposant de toute la campagne AMMA a été enregistré entre le 7 et le 9 septembre 2006. Ce MCS est rapidement apparu comme un cas d'étude intéressant pour deux raisons :

D'une part il est passé au dessus de la région de Niamey, et donc a pu être échantillonné par l'ensemble des instruments au sol, aéroportés et satellitaires décrit dans le paragraphe précédent.

D'autre part, ce MCS à un cycle de vie représentatif d'un MCS typique dans la région de Niamey. Comme on peut le voir sur la **Figure 1.11**, qui représente les observations faites par le capteur SEVIRI dans l'infrarouge, le MCS commence à se développer le 7 septembre vers 1200 UTC à environ 600 km à l'est de Niamey (phase d'initiation), puis se déplace rapidement ($\sim 10 \text{ m.s}^{-1}$) en direction de l'Ouest durant le reste de la journée. Dans la matinée du 8 septembre, le système entre dans la région de Niamey (représenté par le point bleu sur la **Figure 1.11**) et s'intensifie (phase de maturité); à 0600 UTC son étendue horizontale représente une surface d'environ 2.10^5 km^2 soit plus d'un tiers de la superficie de la France. A partir de 1100 UTC la partie convective se dissipe (phase de décroissance) et à 1200 UTC il ne reste plus qu'une grande étendue de nuages stratiformes et cirriformes ; il s'agit de l'enclume du MCS qui se déplace à $\sim 7 \text{ m.s}^{-1}$. Vers 1400 UTC, une seconde partie convective se développe à 400 km à l'ouest de Niamey, ce qui réactive temporairement le système qui néanmoins est totalement dissipé à la fin de la journée.

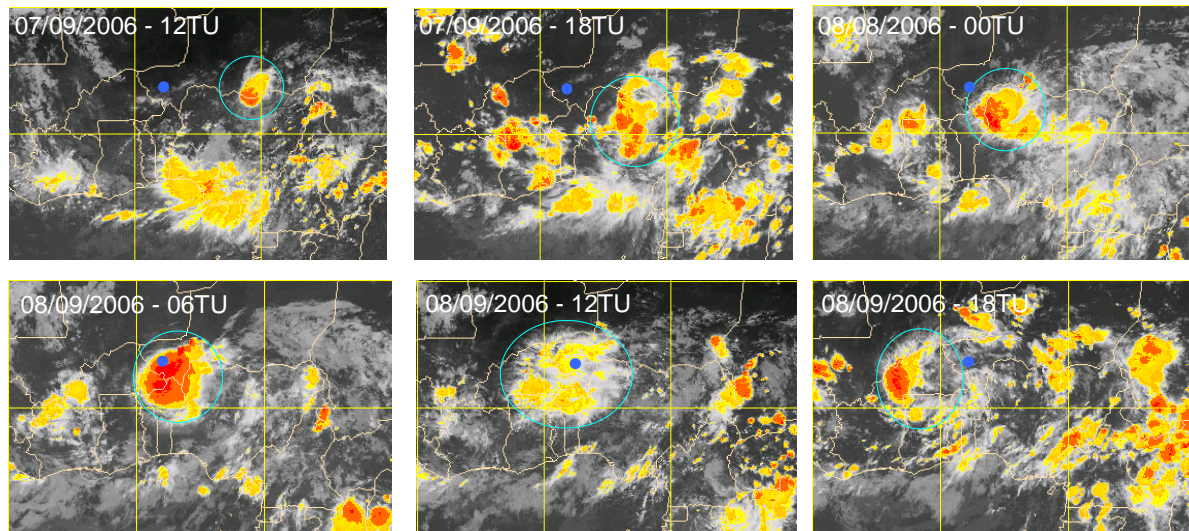


Figure 1.11 : Observations faites par SEVIRI dans le canal à 12 μm . La couleur rouge correspond aux zones les plus actives du MCS (convection).

Le cycle de vie de ce MCS est typique des MCS observés dans la région de Niamey (*Fink et al., 2006*), c'est-à-dire avec l'initiation du système à l'est, suivi d'une propagation rapide en direction de l'ouest, le passage dans les environs de Niamey dans la matinée (*Rickenbach et al., 2009 ; Protat et al., 2010*) et la dissipation du MCS à l'ouest de Niamey où il trouve généralement des conditions moins favorables à son développement. Ce MCS est situé dans la classe 4 de *Tomasini et al. (2006)* qui correspond à une température potentielle équivalente relativement élevée dans les bas niveaux, un fort cisaillement de vent du à l'AEJ situé vers 600 hPa (*Lafore and Montcrieff, 1989*), une atmosphère très sèche au-dessus de la mousson (*Roca et al., 2005*). Tous ces facteurs contribuent à la genèse d'une convection profonde bien organisée dans la bande sahélienne (*Barnes and Sieckman, 1984 ; Rotunno et al., 1988*).

1.6. CONCLUSION

Comme on a pu le voir dans ce chapitre l'étude de la mousson africaine et de ses variations (spatiales et temporelles) est primordiale pour les populations locales (ressources en eau, agriculture, santé). Pour cela, une meilleure connaissance de la circulation de la MAO à travers l'étude de ses principales composantes (flux de mousson, flux d'Harmattan, jets d'est) et de ses différentes interactions avec la surface (continentale et océanique) est nécessaire. La campagne AMMA s'est donnée comme objectif une étude sur 10 ans de la mousson africaine, en déployant de nombreux instruments sur toute l'Afrique de l'ouest et en adoptant une stratégie de « descente d'échelles », c'est-à-dire une intensification des instruments au sol et aéroportés sur les sites clé (super sites) pendant les phases stratégiques de la mousson (associées aux différents objectifs scientifiques). La contribution de ce travail s'inscrit dans le cadre de la simulation d'un système convectif à méso-échelle (MCS du 8 septembre 2006 durant la SOP2a3), avec notamment une approche basée sur la simulation de mesures réalisées par des instruments de télédétection active et passive afin de créer des jeux de données comparables aux mesures réalisées sur site. Afin de réaliser cette étude, on a profité de l'important déploiement instrumental mis en place durant la SOP2a3 (**paragraphe 1.4**) pour optimiser les comparaisons modèle/observations, avec notamment la mise en place de simulateurs radar, lidar et radiomètre dont le principe de mesure est détaillé dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2 PRINCIPE DES INSTRUMENTS DE MESURE

Chapitre 2. Principe des instruments de mesure	
2.1 Le Radar	34
2.1.1 Le radar météorologique	35
2.1.2 Calcul de la réflectivité radar Z (dBZ).....	38
2.1.3 La réflectivité équivalente.....	41
2.1.4 Application à l'approximation de Rayleigh	43
2.1.5 La Vitesse Doppler.....	47
2.2 Le Lidar	48
2.3. Le Radiomètre	50
2.3.1 Le Radiomètre infrarouge	53
2.3.2 Equation du transfert radiatif	55
2.4 Conclusion.....	59

2.1. LE RADAR

RADAR est l'acronyme de *RA*dio *DE*tectio*N* *AN*d *RA*nging (*Détection et Télémétrie par onde RA*dio). Il s'agit d'un système de télédétection active basé sur le principe de l'émission-réception d'ondes électromagnétiques. Ses fondements théoriques ont été brevetés dès 1904 par l'allemand *Christian Hülsmeyer* (1881-1957), mais ce n'est qu'en 1935 que l'ingénieur écossais *Sir Robert Alexander Watson-Watt* (1892-1973) réalisa les premières applications concrètes en installant au Royaume-Uni le premier réseau de radar pour la défense aérienne.

Un radar est constitué d'une antenne émettrice-réceptrice qui :

- 1) Envoie à intervalle de temps régulier des impulsions d'onde électromagnétiques dans une direction donnée.
- 2) Mesure l'intensité des signaux rétrodiffusés (renvoyés par les obstacles) provenant du volume échantillonné, ainsi que le délai entre l'émission de l'onde et la réception du signal de retour.

Durant la seconde guerre mondiale, les radars émettaient des faisceaux électromagnétiques dans des longueurs d'onde de l'ordre du mètre et étaient utilisés pour la détection et l'estimation de la vitesse d'obstacles de taille importante, tels des avions ou des bateaux. Ce n'est qu'à la fin de la guerre, avec l'amélioration des techniques et du matériel, que les premières études sur les précipitations sont réalisées avec les premiers radars météorologiques. Il a fallu attendre que les longueurs d'onde utilisées par les systèmes radars deviennent plus petites, de l'ordre du centimètre, pour que les précipitations deviennent identifiables et étudiables. Par exemple, une des toutes premières études, qui a permis de relier la réflectivité radar Z (en $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$) au taux de précipitation R de la pluie (en $\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$), est publiée par Marshall et Palmer en 1948 ($Z=200 \cdot R^{1.6}$). Ce type de relation (relation Z - R , de forme générale $Z=a \cdot R^b$) est encore très utilisée de nos jours pour la caractérisation et l'étude des précipitations (avec des coefficients a et b adaptés selon le type de pluie : stratiforme, convective et la zone d'observation : tropicale, tempérée etc...). Le choix de la longueur d'onde radar est très important, car elle doit correspondre aux ordres de grandeur des objets que l'on désire étudier, pas trop petite si l'on ne veut pas que l'onde soit trop atténuée, et pas trop importante si l'on veut pouvoir différencier la mesure du bruit instrumental.

2.1.1 Le radar météorologique

Les radars sont très souvent utilisés de nos jours en sciences de l'atmosphère (*Sauvageot, 1982 ; Rickenbach et al., 2009 ; Protat et al., 2004, 2010 ; ...*) pour l'étude de la dynamique et de la microphysique des nuages ainsi que dans le cadre des prévisions météorologiques. Un radar météorologique est un radar à impulsions, c'est-à-dire qu'il émet des ondes électromagnétiques sur un bref laps de temps suivi d'un temps mort beaucoup plus long pour recevoir les échos de retour venant des précipitations ou des nuages. On peut ainsi repérer la position, l'intensité et le déplacement de ces derniers. Finalement, ce type de radar permet d'utiliser la même antenne pour l'émission et la réception, en plus de concentrer l'énergie dans des impulsions courtes au lieu de la répartir dans une émission continue. Le phénomène physique "responsable" du signal radar est la rétrodiffusion (diffusion vers l'arrière) des particules du volume échantillonné. La rétrodiffusion caractérise l'intensité du signal renvoyé dans la direction du récepteur, soit à 180° par rapport à l'onde émise. Il s'agit donc d'une propriété physique directement proportionnelle à la puissance reçue mesurée par le radar. Le traitement de ce signal retour permet de calculer le facteur de réflectivité radar Z , exprimé en décibels (dBZ).

En émettant des hypothèses sur les caractéristiques physiques des cibles (phase, distribution dimensionnelle) ou en utilisant des informations provenant d'instruments complémentaires (lidar, radiomètre), il est possible de restituer certains paramètres nuageux tels que les diamètres caractéristiques (diamètre moyen, effectif des hydrométéores), la nature des hydrométéores (pluie, eau nuageuse, neige, grêle, ...), ou encore les contenus en eau ou en glace (LWC/IWC). Par exemple, en connaissant la phase des cibles du volume échantillonné, il est possible de restituer le contenu total par l'intermédiaire de relations du type $IWC = aZ^b$ obtenues à partir de mesures microphysiques *in situ* aéroportée (*Liu et Illingworth, 2000 ; Hogan et al., 2006*). Selon les applications envisagées, les longueurs d'onde utilisées peuvent varier de 1 mm à 10 cm, ce qui représente la quasi-totalité du spectre des micro-ondes. Le **Tableau 2.1** ci-dessous est un récapitulatif des longueurs d'onde utilisées par les radars, ainsi que leurs bandes de fréquences correspondantes.

Bandes	S	C	X	Ku	K	Ka	Q	U	V	W
Fréquences GHz	2-4	4-8	8-12	12-18	18-26	26-40	30-50	40-60	46-56	56-100
Longueurs d'ondes	15-7,5 cm	7,5-3,75 cm	3,75-2,5 cm	2,5-1,6 cm	16,6-11,5 mm	11,5-7,5 mm	10-6 mm	7,5-5 mm	6,5-5,3 mm	5,3-3 mm
Utilisation	Précipitations/Nuages en phase liquide/ Nuages de glace épais						Nuages de glace			

Tableau 2.1: Bandes de fréquences micro-ondes et longueurs d'onde correspondantes. Les radars en bande C, X et W sont les radars les plus utilisés en météorologie.

Généralement, on représente un radar météorologique comme un radar tournant à 360° sur son axe (représenté par son angle azimutal φ) avec un certain angle d'élévation (ψ) par rapport au sol, comme représenté sur la **Figure 2.1**.

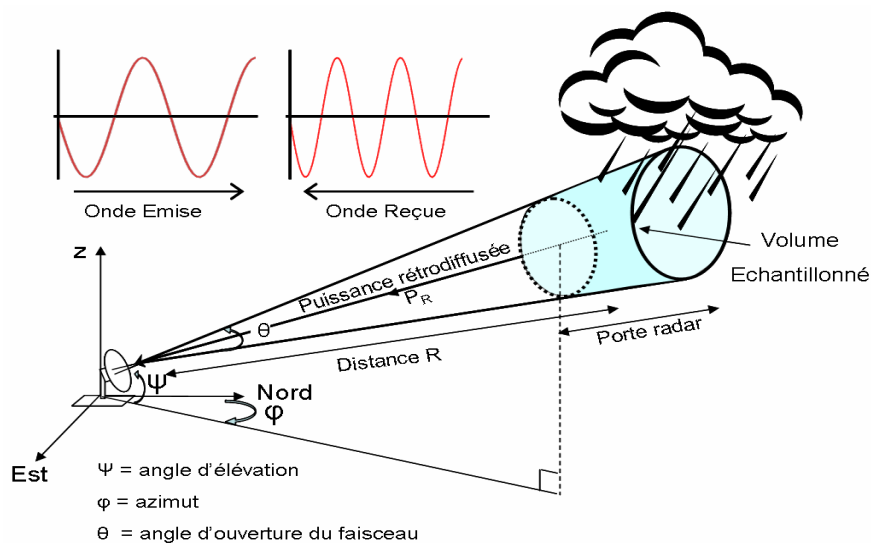


Figure 2.1: Schéma d'un radar météorologique

Si une image radar est formée à partir d'un scan de 360° à angle d'élévation constant, on parle de PPI (Plan Position Indicator), alors que si elle est formée à azimut constant pour différents angles d'élévation, on parle de RHI (Range Height Indicator).

Grâce à un tel système, il est possible de déterminer avec précision la distance du volume échantillonné par rapport au récepteur en calculant le temps Δt mis par l'onde, voyageant à la vitesse de la lumière ($c = 299\,792\,458\text{ m.s}^{-1}$), entre son émission et sa réception :

$$\text{Distance} = c \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad (2.1)$$

Et si le radar est dit « Doppler », il est possible de déterminer la vitesse radiale (dans l'axe du radar) des cibles, en mesurant la différence de fréquence (ou de phase) entre l'onde émise et l'onde reçue (effet *Doppler-Fizeau*) :

$$V_{\text{radiale}} = \frac{\lambda}{2} \cdot \Delta f \quad (2.2)$$

2.1.2 Calcul du facteur de réflectivité radar Z (dBZ)

La puissance reçue par le radar en retour d'une cible située à une distance R de l'émetteur-récepteur s'écrit :

$$P_r = \frac{C}{R^2} \Gamma \quad (2.3)$$

C représente la constante du radar, dépendant uniquement des caractéristiques de l'appareil (longueur d'onde, gain de l'antenne, largeur du faisceau, puissance d'émission ...).

Γ représente le résultat de l'interaction de l'onde incidente avec l'ensemble des particules à l'intérieur du volume échantillonné (Vol), et s'exprime comme la somme volumique des sections efficaces de rétrodiffusion de chacune des cibles:

$$\Gamma_{[m^2.m^{-3}]} = \int_0^{D_{max}} n(D) \cdot \sigma_r(\lambda, D) \cdot dD = \sum_{Vol} \sigma_r(\lambda, D) \quad (2.4)$$

Avec $\sigma_r(\lambda, D)$ la section de rétrodiffusion, en m^2 , d'une cible de diamètre D.

Cette grandeur est donc directement proportionnelle à la réflectivité radar z qui s'exprime en $mm^6.m^{-3}$:

$$z_{[mm^6.m^{-3}]} = 10^{18} \frac{\lambda^4}{\pi^5} \Gamma = 10^{18} \frac{\lambda^4}{\pi^5} \sum_{Vol} \sigma_r(\lambda, D) \quad (2.5)$$

La réflectivité dépend donc de la longueur d'onde λ de l'onde émise et de la somme des sections de rétrodiffusion des particules qui constituent le volume échantillonné. La réflectivité radar est finalement légèrement manipulée, afin d'être exprimée en une unité logarithmique appelée facteur de réflectivité radar Z (exprimée en décibel, noté dBZ) qui permet de s'affranchir des fortes variations de la réflectivité radar z (en $mm^6.m^{-3}$). Sa définition est :

$$Z_{dBZ} = 10 \cdot \text{Log} \left(\frac{z_{mm^6.m^{-3}}}{1.mm^6.m^{-3}} \right) \quad (2.6)$$

Cette réflectivité est généralement calculée en utilisant l'approximation de la diffusion de Rayleigh (**Figure 2.2-a**) qui s'applique lorsque le diamètre des particules est faible par rapport à la longueur d'onde ; c'est-à-dire pour les faibles paramètres de taille $x = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \ll 1$.

Dans la pratique, on peut considérer que cette approximation est correcte pour des diamètres

$$D < \frac{\lambda}{16} \quad (\text{Doviak et Zrnić, 1984}).$$

Par exemple, dans le cadre de l'étude des précipitations ($D \sim 1$ mm) avec un radar en bande C ($\lambda \sim 5$ cm), $x = \frac{3,1415.1}{50} \approx 0,063 \ll 1$. Dans le cadre de cette approximation, la section de rétrodiffusion de Rayleigh propre à une particule peut être exprimée telle que:

$$\sigma_{Ray}(\lambda, D) = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \cdot D^6 \quad (2.7)$$

Avec $|K|$, la constante diélectrique de la cible : $|K| = \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|$, avec n l'indice de réfraction complexe.

La réflectivité radar s'écrit donc dans ce cas simplement en fonction de la taille des particules à la puissance six telle que:

$$Z_{mm^6.m^{-3}} = 10^{18} \cdot |K|^2 \sum_{Vol} D_{(m)}^6 \quad (2.8)$$

Par contre, si le diamètre des hydrométéores est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, l'approximation de Rayleigh n'est plus valide, car pour des particules plus grosses des effets de résonance complexes apparaissent. C'est le cas par exemple, lorsque l'on utilise un radar bande W ($\lambda \sim 3$ mm) pour étudier des précipitations ($D \sim 1$ mm) car $x = \frac{3,1415.1}{3} \approx 1,05 \ll 1$

On utilise alors la théorie de *Lorenz-Mie (1908)* qui permet, par la résolution des équations de Maxwell, de décrire la diffusion d'une onde plane par une sphère homogène, isotrope, non magnétique et d'indice de réfraction complexe (**Figure 2.2-b**).

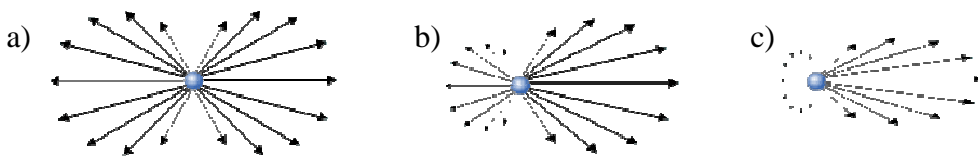


Figure 2.2: Intensité de la diffusion sur une sphère selon: a) Approximation de Rayleigh, b) Théorie de Mie (diamètre moyen) et c) Théorie de Mie (grand diamètre).

On remarque grâce à cette figure, que la théorie de Rayleigh est un cas limite de la théorie de Lorenz-Mie, plus générale. Plus les particules ont des diamètres faibles par rapport à la longueur d'onde, plus la diffusion est isotrope. Donc, pour de petits diamètres, les deux calculs doivent mener aux mêmes résultats.

Dans le cas de la théorie de Mie, Γ s'écrit tel que:

$$\Gamma = \sum_{Vol} \sigma_r = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_{Vol} \left| \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l (2l+1)(a_l - b_l) \right|^2 \quad (2.9)$$

Avec a_l et b_l les deux coefficients de Mie qui s'expriment en fonction des polynômes de Legendre et des fonctions de Bessel. Ils dépendent de la longueur d'onde, de la dimension de la particule et de l'indice de réfraction complexe de la particule. On voit donc que le choix de la méthode de calcul est directement dépendant de la longueur d'onde du radar utilisé.

Dans le cadre de ce travail, deux types de radars sont utilisés, afin de correspondre avec les mesures réalisées sur site : un radar en bande W (radar ARM à 95 GHz, théorie de Mie) et un radar en bande C (radar MIT à 5 GHz, approximation de Rayleigh).

2.1.3 La réflectivité équivalente

Les radaristes, ne connaissant pas a priori la phase dans laquelle se trouvent les cibles du volume échantillonné, ont pris pour convention de considérer que la puissance rétrodiffusée mesurée est celle qu'aurait le volume s'il était constitué uniquement d'eau liquide (de gouttelettes).

La réflectivité calculée avec cette convention n'est donc pas la réflectivité propre des cibles dans le volume mais la réflectivité équivalente (notée z_e) qu'aurait le volume si les cibles étaient de l'eau liquide. Il suffit donc de normaliser les relations et par la constante diélectrique de l'eau prise à des longueurs d'onde centimétriques: $|K_w|_{\text{ref}}^2 = 0.93$. On peut donc écrire dans le cas de la théorie de Mie, la réflectivité équivalente telle que :

$$z_{e,(i,w)} = 10^{18} \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|_{\text{ref}}^2} \sum_{\text{Vol}} \sigma_{r,(i,w)} \quad (2.10)$$

Indices i et w respectivement pour *ice* et *water*.

Certaines normalisations sont réalisées avec des constantes diélectriques différentes de 0.93. Par exemple, la réflectivité équivalente de CloudSat est normalisée avec la constante diélectrique de l'eau à la longueur d'onde du radar ($\lambda \sim 3.15$ mm à 95 GHz), c'est-à-dire $|K_w|_{95\text{GHz}}^2 = 0.75$ (à 10°C). Il est donc important de connaître cette constante de normalisation, car elle n'est pas universelle et peut causer d'importantes différences sur le résultat final.

La théorie de Mie permet de calculer les propriétés propres de rétrodiffusion des particules et comme le montre la **Figure 2.3** qui représente l'évolution de la section de rétrodiffusion en fonction du diamètre maximal pour une longueur d'onde de 3.1557 mm (radar à 95 GHz), la glace possède une section de rétrodiffusion entre 4 et 5 fois inférieure à celle de l'eau pour un même diamètre. Cette différence en terme de propriété optique, provient de la constante diélectrique du matériau considéré : à 95 GHz $|K_i|^2 = 0.176$ et $|K_w|^2 = 0.75$ (à 10°C).

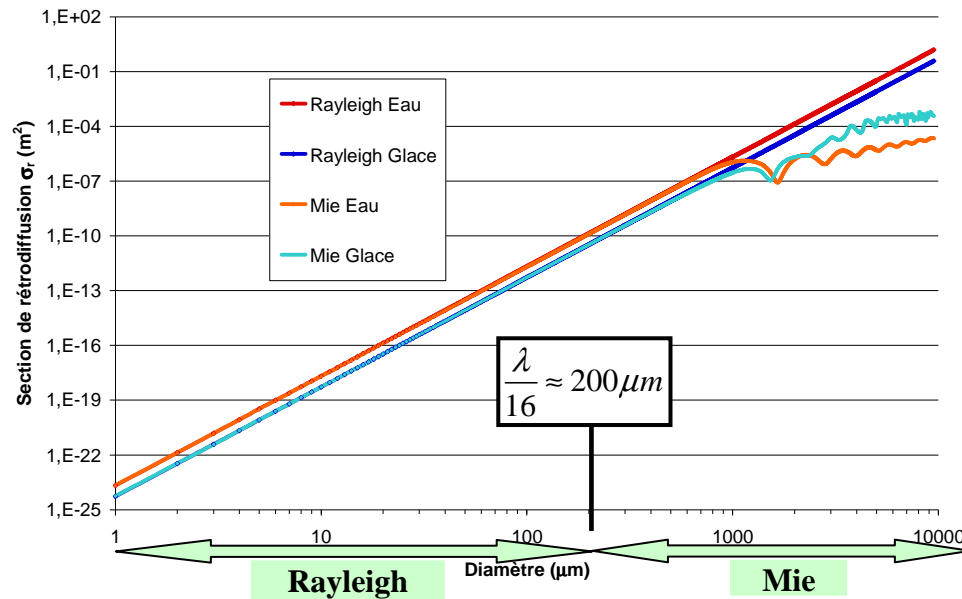


Figure 2.3: Section de rétrodiffusion de la glace (bleu) et de l'eau liquide (rouge) à 95 GHz ($\lambda = 3.1557 \text{ mm}$) en fonction du diamètre de la sphère selon les calculs de Rayleigh et de Mie.

Le régime de Rayleigh dans ce cas s'étend jusqu'à un diamètre maximal supérieur à la limite

$$D_{\text{max}} \approx \frac{\lambda}{16} \approx 0.2 \text{ mm} \approx 200 \mu\text{m}, \text{ car ces calculs ont été réalisés sur des sphères parfaitement}$$

homogènes. Cette limite entre les régimes de Mie et de Rayleigh est relativement faible sur la

Figure 2.3, du fait de l'utilisation de sphères d'eau et de glace parfaitement homogènes, mais elle est tout à fait valable dans les cas où l'on considère différentes formes pour les cristaux de glace (**paragraphe 3.3.1**).

2.1.4 Application à l'approximation de Rayleigh

Avec l'approximation de Rayleigh, la réflectivité équivalente se calcule simplement en élevant le diamètre des hydrométéores à la puissance 6, mais il faut être prudent avec son utilisation, car elle n'est applicable que pour de l'eau à des longueurs d'onde de l'ordre du centimètre. De plus, pour prendre en compte l'effet de la glace, il est nécessaire de faire intervenir la constante diélectrique de la glace pure.

On peut donc exprimer la section de rétrodiffusion de Rayleigh propre à une particule telle que :

$$\sigma_{Ray,i,w}(D) = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K_{i,w}|^2 \cdot D^6 \quad (2.11)$$

Avec $|K_i|$ la constante diélectrique de la glace à la longueur d'onde du radar ($|K_i|=0.176$ pour $\lambda = 3.15\text{mm}$).

En utilisant les relations (2.10) et (2.11), différents cas peuvent être considérés :

- La particule est de l'eau liquide aux longueurs d'ondes centimétriques, la réflectivité équivalente s'écrit :

$$z_{e,w,ref} = 10^{18} \cdot \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|_{ref}^2} \sigma_{Ray,ref,w} = 10^{18} D^6 \quad (2.12)$$

- La particule est de l'eau liquide aux longueurs d'ondes millimétriques, la réflectivité équivalente s'écrit :

$$z_{e,w} = 10^{18} \cdot \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|_{ref}^2} \sigma_{Ray,w} = 10^{18} \frac{|K_w|^2}{|K_w|_{ref}^2} \cdot D^6 \quad (2.13)$$

- La particule est de la glace pure, la réflectivité équivalente s'écrit :

$$z_{e,i} = 10^{18} \cdot \frac{\lambda^4}{\pi^5 |K_w|^2} \cdot \sigma_{Ray,i} = 10^{18} \frac{|K_i|^2}{|K_w|_{ref}^2} \cdot D^6 \quad (2.14)$$

Comme peut le voir, le calcul de la réflectivité, qu'elle soit réalisée avec la théorie de Mie ou l'approximation de Rayleigh, nécessite la connaissance des indices de réfraction complexes de l'eau et de la glace, et par extension des constantes diélectriques à différentes longueurs d'onde.

2.1.4.1 Les indices de réfraction complexes

Les indices de réfraction complexes des particules ($n = n_r - i.n_i$) sont très importants dans le calcul de la réflectivité (au travers des constantes diélectriques : $|K| = \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|$), car ils apportent beaucoup d'informations sur les propriétés optiques du milieu considéré (absorption et diffusion). La partie réelle de l'indice de réfraction correspond physiquement à un ralentissement relatif de la vitesse de phase (par rapport au vide) et la partie imaginaire représente l'effet du milieu sur l'intensité des champs (proportionnel au coefficient d'absorption $\kappa = \frac{4\pi.n_i}{\lambda}$). De plus, il s'agit d'une variable fortement dépendante de la longueur d'onde et de la température. Pour le calcul des indices de réfraction complexes, nous avons utilisé deux algorithmes différents basés sur le travail de *Ray (1972)* pour l'eau et de *Warren (1984)* pour la glace. Les résultats obtenus sont présentés sur la **Figure 2.4** qui montre l'évolution des indices de réfraction (réels et imaginaires) en fonction de la température pour l'eau et la glace à deux longueurs d'onde différentes : $\lambda = 3.15\text{mm}$ (95 GHz) et $\lambda = 5\text{ cm}$ (5 GHz). Pour l'eau liquide, en considérant des variations de températures situées entre -40°C et 40°C , on note de grandes différences dans la valeur des indices réels (**Figure 2.4-a**) et imaginaires (**Figure 2.4-c**) pour les deux fréquences considérées. En ce qui concerne la glace, on remarque que pour des températures comprises entre -60°C et 0°C , les variations de la partie réelle (**Figure 2.4-b**) sont très faibles (écart relatif $< 1\%$) que ce soit à 5 ou 95 GHz. Les valeurs de la partie imaginaire (**Figure 2.4-d**) sont aussi très faibles (de l'ordre de 10^{-3}), mais pour l'écart de température considéré, elle varie plus à 95 GHz qu'à 5 GHz. De plus, il faut noter que la valeur de la partie imaginaire de l'eau est beaucoup plus importante que celle de la glace (d'un facteur 10^3), ce qui implique que le phénomène d'absorption est beaucoup plus important dans l'eau.

EAU

GLACE

$$n = n_r - i n_i$$

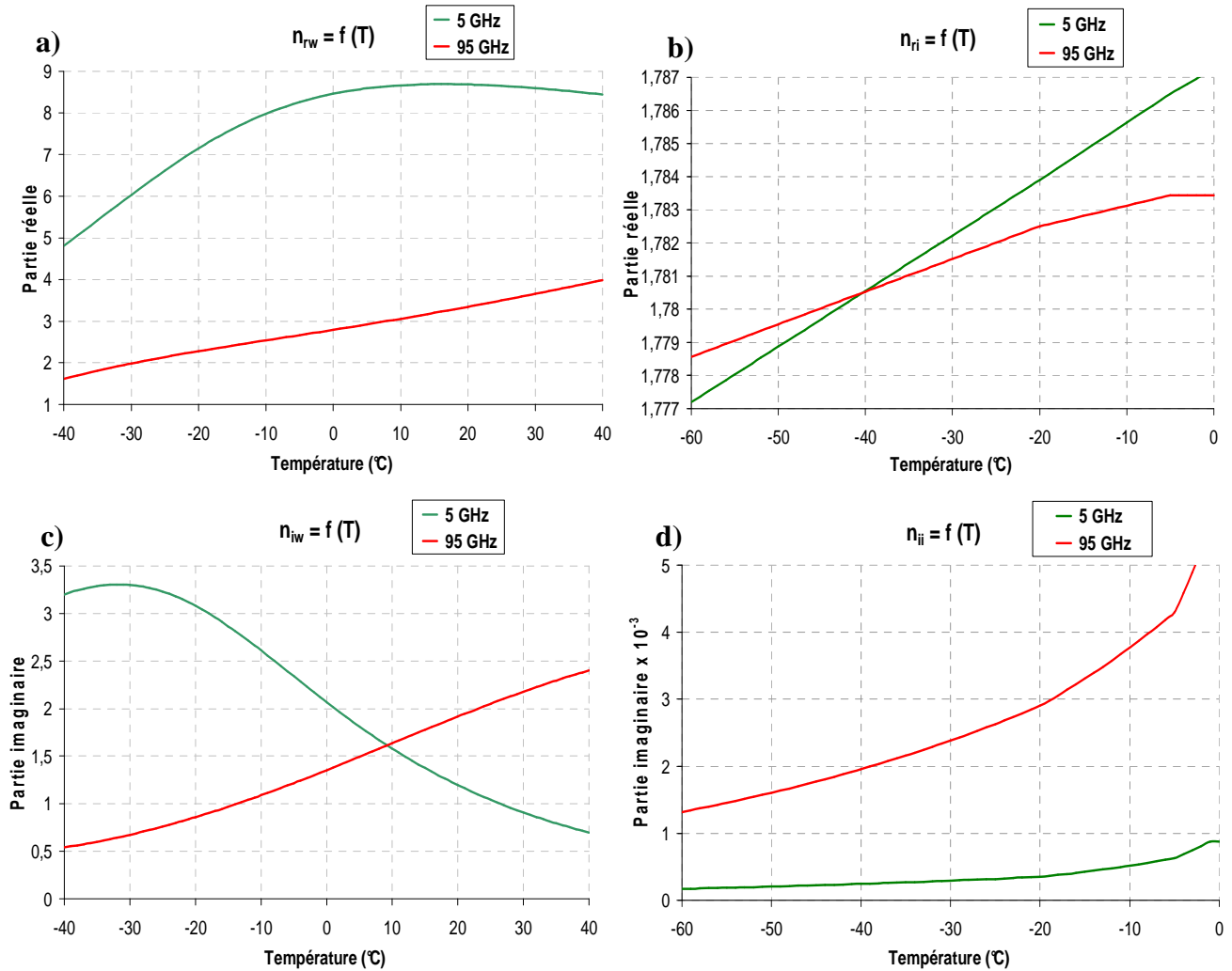


Figure 2.4: Évolutions des indices de réfractifs réels (haut) et imaginaires (bas) de l'eau (a-c) et de la glace pure (b-d) pour des fréquences de 5 et 95 GHz en fonction de la température (de -40 à 40 °C pour l'eau et de -60 à 0 °C pour la glace).

2.1.4.2 Les constantes diélectriques

La constante diélectrique d'un matériau p est définie en fonction de la permittivité relative $\epsilon_{r,p}$ telle que :

$$K_p = \left| \frac{\epsilon_{r,p} - 1}{\epsilon_{r,p} + 2} \right| \quad (2.15)$$

Ou encore en fonction de l'indice de réfraction complexe $n_p = n_{rp} - i n_{ip}$ ($\epsilon_{r,p} = n_p^2$)

$$K_p = \left| \frac{n_p^2 - 1}{n_p^2 + 2} \right| \quad (2.16)$$

Les mêmes conclusions que précédemment peuvent être faites sur la **Figure 2.5** qui montre l'évolution des constantes diélectriques de l'eau et de la glace, c'est-à-dire que l'on observe peu de variations dans la phase glace, mais beaucoup plus de variabilité dans la phase liquide à 95 GHz. Par contre, on peut voir que la constante diélectrique de l'eau à 5 GHz est quasiment invariable : $|K_w|_{ref}^2 = 0.93$, c'est la constante utilisée (dans la plupart des calculs) pour passer du facteur de réflectivité au facteur de réflectivité équivalente.

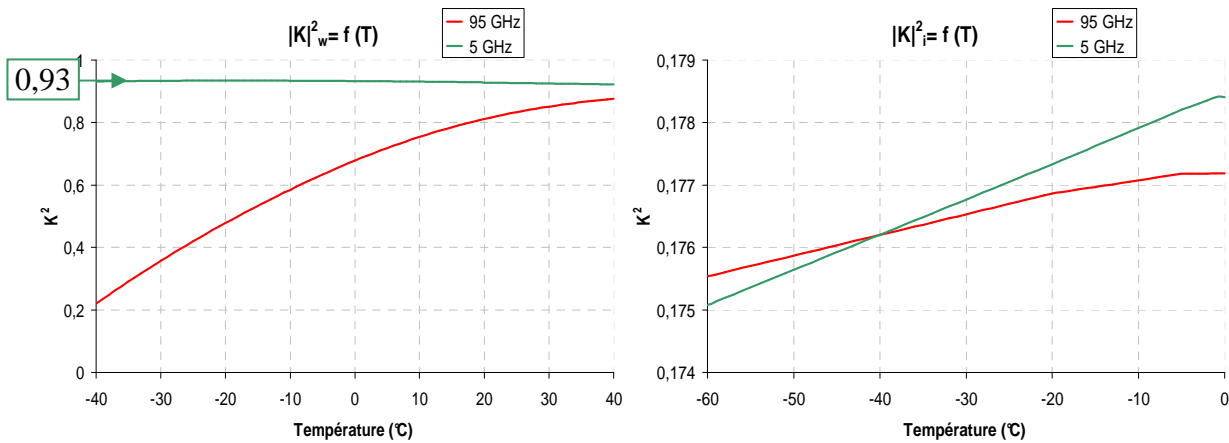


Figure 2.5: Évolution de la constante diélectrique en fonction de la température pour l'eau (gauche) et la glace (droite) à 5 et 95 GHz.

A partir de ces conclusions, les constantes diélectriques de l'eau et de la glace à 5 GHz (régime de Rayleigh) peuvent être considérées comme constantes en fonction de la température ($|K_w|^2 = 0.93$ et $|K_i|^2 = 0.177$). Par contre à 95 GHz (régime de Mie) il semble nécessaire de prendre en compte la forte variabilité de la constante diélectrique de l'eau en fonction de la température.

2.1.5 La Vitesse Doppler

La vitesse Doppler est calculée en mesurant le décalage de phase (ou de fréquence) de l'onde entre la mesure à son émission et la mesure à sa réception. Il s'agit d'un phénomène que l'on rencontre quotidiennement lorsque l'on croise des voitures par exemple. Quand celles-ci se rapprochent le son devient plus aiguë (fréquence qui augmente), alors que, lorsqu'elles s'éloignent le son devient plus grave (fréquence qui diminue). Pour une cible se situant à une distance R d'un radar émettant à une longueur d'onde constante λ_0 , la phase de l'onde reçue par le récepteur s'écrit :

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot 2R(t) \quad (2.17)$$

Si l'on considère que la cible est en mouvement, sa distance r par rapport à l'émetteur varie pendant l'intervalle de temps dt entre 2 impulsions du radar. Ainsi en dérivant cette expression par rapport au temps on obtient :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{dR}{dt} \quad (2.18)$$

Où $\frac{dR}{dt}$ représente la vitesse dans l'axe de visée, c'est-à-dire la vitesse radiale notée V_r .

$\frac{d\Phi}{dt}$ représente la variation de phase au cours du temps, en d'autre termes la variation

$\Delta\omega$ de la pulsation du signal:

$$\Delta\omega = \frac{d\Phi}{dt} = 2\pi \cdot \Delta f \quad (2.19)$$

Δf symbolise la variation de fréquence provenant du mouvement de la cible (rapprochement $\rightarrow \Delta f > 0$). En combinant les différentes relations, on obtient la vitesse radiale mesurée par le radar :

$$V_r = \frac{\lambda_0}{4\pi} \cdot \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (2.20)$$

$$V_r = \frac{\lambda_0}{2} \cdot \Delta f \quad (2.21)$$

La vitesse Doppler (radiale) représente la vitesse apparente des cibles échantillonnées et va donc être calculée dans le modèle par l'intermédiaire de la vitesse de chute des hydrométéores et de la vitesse verticale du vent.

2.2. LE LIDAR

LIDAR est un acronyme pour *Light Detection and Ranging*. Il s'agit d'un instrument de télédétection active basé sur le même principe physique que le radar, c'est-à-dire l'émission d'impulsions électromagnétiques suivies de la mesure de la puissance rétrodiffusée. La principale différence entre ces deux instruments est la longueur d'onde d'observation. Le lidar émet une onde lumineuse polarisée à l'aide d'un laser dans un domaine allant de l'UV au proche infrarouge (nm - μm), c'est-à-dire dans un domaine de longueur d'onde plus petit que celui des radars météorologiques (mm - cm). De ce fait, les interactions entre les impulsions laser et les constituants atmosphériques tels que: les gaz atmosphériques, les aérosols et les nuages, vont être beaucoup plus importantes notamment en termes de diffusion et d'absorption. Les applications du lidar sont donc principalement liées à l'observation des milieux peu denses, contenant des cibles allant de quelques nanomètres pour l'étude des polluants atmosphériques à quelques micromètres pour l'étude des cristaux de glace dans les cirrus. Contrairement au radar, le lidar est très sensible aux phénomènes de diffusion multiple et d'absorption qui rendent l'inversion du signal, et donc son exploitation, complexe. L'équation lidar représentant le profil vertical de la puissance rétrodiffusée $P(\lambda, z)$ (en Watt) peut être écrite telle que (*Collis and Russel; 1976*):

$$P(\lambda, z) = \frac{C}{z^2} \cdot P_0 \cdot \beta_0(\lambda, z) \cdot e^{-2 \cdot \tau(z)} \quad (2.22)$$

Avec P_0 : la puissance initiale (W) ; C: la constante instrumentale prenant en compte les éléments optiques et électroniques qui composent la chaîne de traitement de l'énergie lumineuse rétrodiffusée; $\beta_0(\lambda, z)$: le coefficient de rétrodiffusion totale (à l'altitude z et à la longueur d'onde λ) par unité d'angle solide ($\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$); $\tau = \int_0^z \alpha(\lambda, z) \cdot dz$: l'épaisseur optique de l'atmosphère traversée (le facteur 2 représentant le trajet aller-retour), avec $\alpha(\lambda, z)$ le coefficient d'extinction total (m^{-1}). On exprime plus généralement le facteur de rétrodiffusion atténuée $\beta(\lambda, z)$ en $\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ tel que:

$$\beta(\lambda, z) = \beta_0(\lambda, z) \cdot e^{-2 \int_0^z \alpha(\lambda, z) \cdot dz} \quad (2.23)$$

Les longueurs d'onde utilisées par le lidar sont faibles, de l'ordre du nanomètre, et donc interagissent avec les molécules contenues dans l'atmosphère. Le coefficient de rétrodiffusion

totale ainsi que le coefficient d'extinction totale sont donc généralement vus comme la résultante d'une contribution moléculaire (« mol ») et d'une contribution particulière (« part ») relative au nuage:

$$\beta_0(\lambda, z) = \beta_{0,mol}(\lambda, z) + \beta_{0,part}(\lambda, z) \text{ et } \alpha(\lambda, z) = \alpha_{mol}(\lambda, z) + \alpha_{part}(\lambda, z) \quad (2.24)$$

Dès lors que le faisceau laser rencontre un milieu dont l'épaisseur optique est supérieure à 3, le signal est complètement atténué (éteint) et son exploitation devient complexe voire impossible. Dans ce cas, le lidar ne donne qu'une information partielle sur la structure verticale de l'atmosphère sondée (altitude de la base/sommet du nuage). Cet instrument possède donc une importante contrainte liée à l'épaisseur optique du milieu ciblé qui augmente rapidement lorsqu'il s'agit de nuages d'eau liquide ou de nuages ayant une certaine extension verticale (quelques kilomètres). Néanmoins, lorsque le signal n'est pas totalement atténué, c'est-à-dire que le signal moléculaire peut être mesuré de part et d'autre du nuage (*Klett, 1985*), l'interprétation du signal lidar rétrodiffusé permet d'extraire à haute résolution temporelle des informations complémentaires à la mesure radar (*Mace et al., 1998; Wang et Sassen, 2002*) sur la structure verticale des nuages: propriétés optiques (coefficient d'extinction) et microphysiques (taille des hydrométéores, contenu en glace). De plus, plusieurs études (*Donovan et Van Lammeren, 2001; Tinel et al., 2005*) ont montrées qu'il est possible de corriger une partie du signal lidar de l'atténuation qu'il subit en utilisant la réflectivité radar. Le lidar étant sensible aux petites particules, le coefficient de rétrodiffusion lidar peut être vu comme évoluant en fonction du diamètre à la puissance 2 ($\beta \approx N.D^2$), ce qui, couplé à la mesure de la réflectivité radar ($Z \approx N.D^6$) rajoute une contrainte importante sur la détermination du profil vertical d'extinction lidar le plus probable. Ces techniques permettent de corriger le signal lidar de façon stable jusqu'à des épaisseurs optiques de l'ordre de 10 ce qui augmente de façon considérable l'intérêt de la mesure lidar couplée à celle du radar. Depuis quelques années, les applications des lidars en physique de l'atmosphère sont multiples, que se soit à travers des mesures temporelles au sol, aéroportées (RALI, Radar-Lidar *Protat et al., 2004*) ou satellitaires avec notamment le lidar CALIOP (*Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization*) à bord de CALIPSO (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation ; Winker et al., 2003*).

2.3. LE RADIOMETRE

A l'inverse du radar et du lidar qui sont des instruments de télédétection active (émetteur puis récepteur d'ondes électromagnétiques), le radiomètre est un instrument de télédétection passive qui mesure, dans plusieurs gammes de longueurs d'onde, le rayonnement électromagnétique provenant de surfaces telles que le soleil, les océans, les sols ou encore les nuages. Ce rayonnement est caractérisé par la radiance spectrale (aussi appelée luminance monochromatique) I ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$), qui représente la puissance reçue (W) par unité de surface apparente de l'objet (m^{-2}), par unité d'angle solide (sr^{-1}) et par unité de longueur d'onde (μm^{-1}). La radiance provenant d'une surface peut avoir deux origines:

- Le rayonnement propre d'une surface : tout corps possédant une température T émet des radiations dans un certain domaine de longueurs d'onde (Théorie du corps noir).
- Le rayonnement diffusé par une surface: une partie du rayonnement électromagnétique provenant d'une source secondaire peut être diffusée (ou réfléchi) par la surface dans la direction du radiomètre.

Les longueurs d'onde utilisées en radiométrie pour les différentes applications atmosphériques (principalement spatiales) vont des ultraviolets aux micro-ondes, afin de couvrir la totalité des spectres d'émission du soleil et de la Terre. Comme on peut le voir sur la **Figure 2.6**, qui représente le bilan radiatif annuel moyen de la Terre, l'intérêt de la radiométrie en sciences de l'atmosphère vient du fait qu'il existe de fortes interactions entre ces deux rayonnements (solaire et terrestre) et les différents composants atmosphériques (gaz, aérosols et nuages) notamment en termes d'absorption et de réflexion. L'atmosphère interagit avec en moyenne 40% du rayonnement solaire incident par réflexion (~20%, label 1) et absorption (~20%, label 2) et avec la quasi-totalité du rayonnement infrarouge provenant de la Terre. Environ 90% du rayonnement de surface est ainsi absorbé puis réémit par les nuages et certains gaz (surtout la vapeur d'eau) en direction de la Terre (effet de serre, label 3) et seul 10% est transmis par la fenêtre thermique atmosphérique [8-13 μm] (label 4).

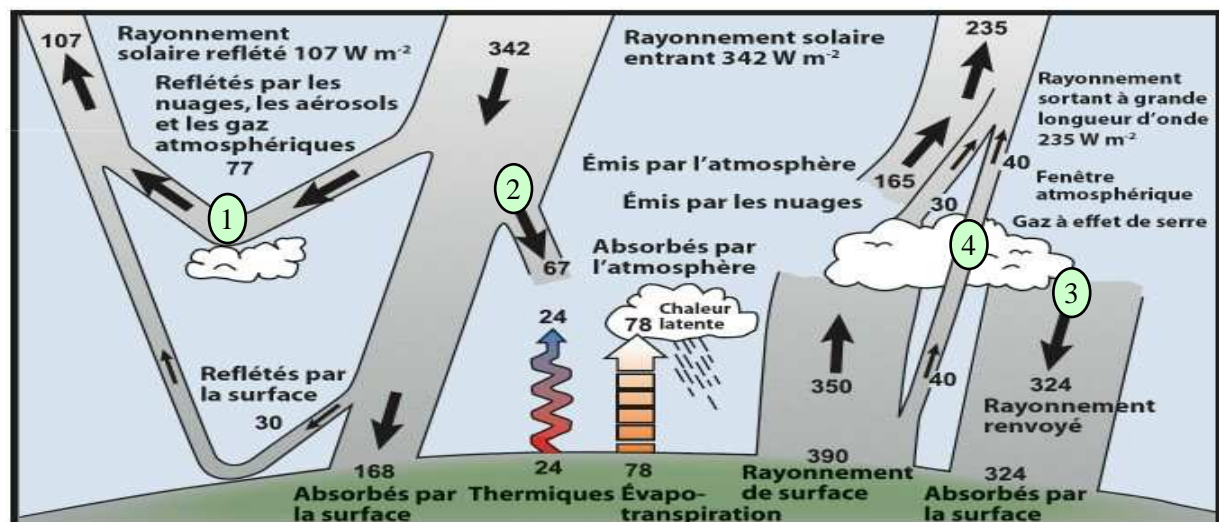


Figure 2.6: Bilan radiatif moyen annuel de la Terre d'après Kiehl et Trenberth (1997). Les unités sont en W.m^{-2} .

La **Figure 2.7** présente les différentes parties des spectres solaire et terrestre absorbés par l'atmosphère et permet de voir que les principales bandes d'absorption sont dues à l'eau sous toutes ses phases: vapeur d'eau, eau liquide, glace, mais aussi à l'ozone O_3 , au dioxyde de carbone CO_2 et au méthane CH_4 . De plus, on remarque que la fenêtre thermique atmosphérique est située dans une gamme de longueur d'onde relativement étroite entre 8 et $13 \mu\text{m}$.

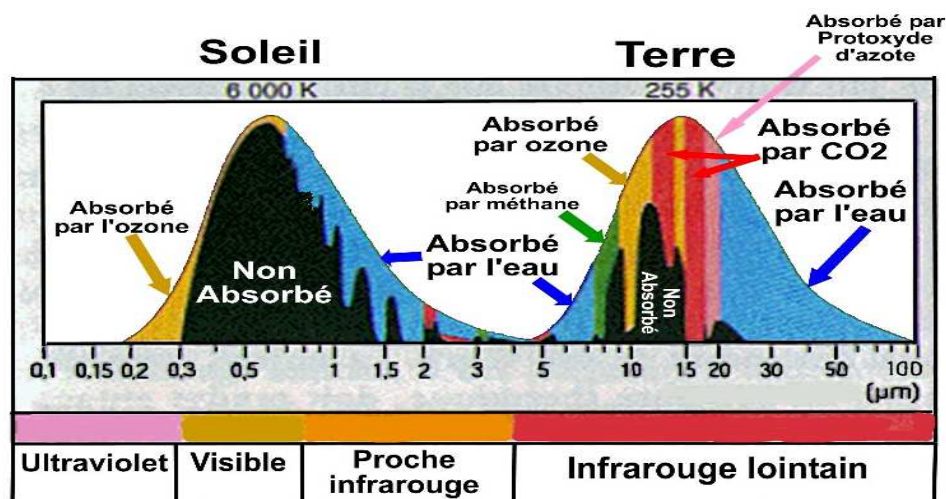


Figure 2.7: Représentation des différentes bandes d'absorption atmosphérique sur les spectres d'émission du soleil (corps noir à 6000K) et de la Terre (corps noir à 255K).

La mesure de la radiance dans ces bandes d'absorption spécifiques va donc permettre de restituer relativement facilement des informations sur la concentration intégrée du composant

absorbant. De plus, l'utilisation de méthodes d'inversion du signal plus complexes faisant intervenir un code de transfert radiatif permet de restituer avec plus ou moins de précision, selon les hypothèses faites sur la structure verticale de l'atmosphère, des profils verticaux de concentrations, de température ou encore des propriétés microphysiques (tailles, formes caractéristiques des hydrométéores) et optiques des particules (albédo de diffusion simple, coefficient d'extinction).

La radiométrie se découpe donc en deux grandes familles:

- La radiométrie infrarouge/micro-onde (1 μm -10 cm) mesure le rayonnement thermique de la cible, ce qui permet d'avoir accès indirectement à la température thermodynamique (mesure de la température des sols, des océans, du sommet des nuages). La radiométrie IR est aussi beaucoup utilisée pour la mesure des concentrations en gaz à effet de serre (CO_2 , CH_4) qui possèdent de larges bandes d'absorption dans ce domaine de longueur d'onde (**Figure 2.7**).

-

- La radiométrie UV-visible (100-800 nm) mesure la diffusion du rayonnement solaire sur la surface ciblée, c'est-à-dire la quantité d'énergie solaire réfléchie (mesure de l'albédo des surfaces: nuages, végétation, océan) et absorbée par les nuages, les gaz (mesure de concentrations, de profils de température ou de pression).

Par la suite, seule la radiométrie infrarouge dans la fenêtre thermique atmosphérique sera utilisée afin d'étudier les propriétés microphysiques et optiques des nuages. De plus, cela correspond aux longueurs d'onde utilisées par le radiomètre SEVIRI au dessus de la zone AMMA.

2.3.1 Le Radiomètre infrarouge

Les radiomètres infrarouges sont très couramment utilisés notamment en télédétection spatiale car ils permettent de mesurer sur de grandes échelles spatiales et temporelles, le rayonnement thermique provenant de la Terre. De plus, plusieurs études (*Inoue, 1987 ; Giraud et al., 1997, 2001 ; Baum et al., 2000 ; Dubuisson et al., 2008*) ont mis en évidence l'importance de la mesure des radiances dans différents canaux de la fenêtre thermique atmosphérique (*Split Window Technique*), notamment pour la restitution de certaines propriétés microphysiques nuageuses telles que le diamètre effectif des hydrométéores, leur forme ou encore les contenus en eau ou en glace.

Comme on l'a vu précédemment, ce rayonnement infrarouge a deux sources:

- le rayonnement de la Terre passant à travers l'atmosphère.
- le rayonnement des nuages après absorption et/ou diffusion d'une partie du rayonnement terrestre.

Pour isoler le signal provenant des nuages, il est donc impératif de connaître le spectre d'émission de la Terre et de pouvoir calculer son interaction avec les composants atmosphériques afin d'extraire la température de brillance des nuages (notée BT *Brightness Temperature*), qui représente la température qu'aurait un corps noir émettant la même radiance. Le corps noir est un objet physique idéal dont l'émissivité ε vaut 1, c'est-à-dire qu'il absorbe toute l'énergie qu'il reçoit pour la réémettre sous forme de rayonnement thermique. On définit alors l'émissivité d'un corps comme le rapport entre la radiance spectrale de ce corps $I(\lambda, T)$ et la radiance spectrale connue du corps noir $B(\lambda, T)$ à la même température T , donc:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{I(\lambda, T)}{B(\lambda, T)} \quad (2.25)$$

En bonne approximation, la Terre et le soleil sont assimilables à des corps noirs ayant des températures respectivement de 255 et 6000 K (**Figure 2.7**). La radiance spectrale $B(\lambda, T)$ d'un tel corps est décrite grâce à la fonction de Planck qui s'écrit:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{hc}{k\lambda T}) - 1} \quad (2.26)$$

Avec : $h = 6,6255.10^{-34} J.s$ la constante de Planck.

$c = 2,996.10^8 m.s^{-1}$ la vitesse de la lumière.

$k = 1,3805.10^{-23} J.K^{-1}$ la constante de Boltzmann.

Cette fonction peut ainsi être facilement inversée pour calculer la température d'un corps noir ayant une radiance $B(\lambda, T)$:

$$T_B = T = \frac{hc}{k\lambda} \frac{1}{\ln(\frac{2hc^2}{\lambda^5 B(\lambda, T)} + 1)} \quad (2.27)$$

De plus, à basse fréquence (proche infrarouge, infrarouge, micro-ondes), s'il y a peu d'absorption due à l'atmosphère, la température de brillance des surfaces ciblées est directement proportionnelle à la température thermodynamique suivant l'approximation de

Rayleigh-Jeans ($\frac{hc}{k\lambda T} \ll 1$):

$$T_B \approx \varepsilon.T \quad (2.28)$$

Ce qui permet, connaissant l'émissivité, de remonter directement à la température thermodynamique et vice versa.

Il faut noter que la plupart des corps que l'on considère pour les applications atmosphériques ne sont pas des corps noirs, et ne sont donc pas entièrement définis par leur température de brillance; on parle alors de corps gris, c'est-à-dire ayant une émissivité inférieure à 1. Ainsi selon la longueur d'onde d'observation, cette température de brillance va évoluer selon les propriétés optiques d'absorption, de diffusion et d'émission du corps gris considéré. C'est en mesurant la radiance dans plusieurs canaux d'observation, qu'il va être possible à l'aide d'un code de transfert radiatif d'évaluer les interactions du rayonnement terrestre avec l'atmosphère, et de remonter aux différents contenus en gaz, en eau/glace des nuages, mais aussi, aux propriétés microphysiques et optiques des hydrométéores (en utilisant les différences spectrales des propriétés optiques).

Dans le cadre du développement d'un simulateur, le problème est inverse car le but est de calculer la radiance que mesurerait un radiomètre IR à bord d'un satellite en présence de l'atmosphère simulée par le modèle numérique BRAMS (**Chapitre 3**).

2.3.2 Equation du transfert radiatif

La radiance $I(z_{sat})$ arrivant à un satellite situé à une altitude z_{sat} se décompose en deux termes: le rayonnement thermique terrestre initial $I(z_{sol})$ et la somme verticale de toutes les contributions $J(z)$ de l'atmosphère au signal infrarouge mesuré, dont l'expression va dépendre des hypothèses faites sur les propriétés optiques du milieu (atmosphère purement absorbante, atmosphère diffusante).

On peut donc écrire la radiance $I(z_{sat})$ de la façon suivante:

$$I(z_{sat}) = \underbrace{I(z_{sol}) e^{-\int_{z_{sol}}^{z_{sat}} \sigma_{ext}(z) dz}}_{(1) \text{ Rayonnement terrestre atténué le long de son trajet dans l'atmosphère } (z_{sol} \rightarrow z_{sat})} + \underbrace{\int_{z_{sol}}^{z_{sat}} I(z) e^{-\int_z^{z_{sat}} \sigma_{ext}(z') dz'} \cdot \sigma_{ext}(z) dz}_{(2) \text{ Somme des contributions de chaque couche atmosphérique d'épaisseur } dz \text{ atténuée } (z \rightarrow z_{sat})} \quad (2.29)$$

Avec: $I(z_{sat})$ la radiance mesurée par le satellite à l'altitude z_{sat}

$I(z_{sol})$ et $I(z)$ les radiances, respectivement, de la surface et de l'atmosphère à l'altitude z .

$\sigma_{ext}(z)$ le coefficient d'extinction de l'atmosphère à l'altitude z

Si l'on décompose l'atmosphère non pas en couche d'altitude dz mais en couche d'épaisseur optique normale (à la verticale) $d\tau$ en posant $\tau(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} \sigma_{ext}(z) dz$, il est possible d'écrire la contribution de chaque couche atmosphérique d'épaisseur optique $d\tau$ telle que :

$$\frac{dI(\tau)}{d\tau} = I(\tau) - J(\tau) \quad (2.30)$$

Avec $I(\tau)$ la radiance au sommet de la couche d'épaisseur optique τ et $J(\tau)$ la fonction source qui peut être vue comme la radiance entrant dans la couche atmosphérique (radiance incidente).

Pour généraliser cette équation en fonction de la direction du rayonnement incident, il suffit d'ajouter une simple dépendance de l'épaisseur optique traversée en fonction du cosinus de l'angle de visée tel que $\tau(\mu) = \frac{\tau}{\mu}$ avec $\mu = \cos(\theta_z)$, θ_z représentant l'angle zénithal, c'est-à-dire

l'angle entre la direction du rayonnement et la perpendiculaire (au zénith μ égal 1). On peut

alors exprimer l'élément infinitésimal d'épaisseur optique traversée dans la direction μ tel que $d\tau(\mu) = \frac{1}{\mu} d\tau$, ce qui permet en discrétisant cette équation selon l'épaisseur optique normale $d\tau$, d'exprimer l'équation différentielle générale du transfert radiatif:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - J(\tau, \mu) \quad (2.31)$$

Les codes de transferts radiatifs vont donc être utilisés afin d'évaluer la contribution $\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau}$ de chaque couche atmosphérique d'épaisseur optique normale $d\tau$ dans plusieurs directions μ . Selon les applications envisagées, différentes hypothèses concernant la représentation des propriétés optiques et géométriques de l'atmosphère peuvent être réalisées: atmosphère plus ou moins homogène, atmosphère plan-parallèle (succession de couches atmosphériques parallèles entre elles), atmosphère purement absorbante ou alors diffusante. Selon le degré de sophistication de représentation de l'atmosphère, les formulations de l'équation de transfert radiatif à résoudre sont plus ou moins détaillées (*Fu et al., 1997; Dubuisson et al., 2005*). Dans le cadre de notre approche, on considère l'atmosphère comme plan-parallèle avec des propriétés optiques et thermodynamiques homogènes à l'intérieur de chaque couche élémentaire $d\tau$, mais hétérogènes d'une couche à l'autre afin de représenter la variabilité présente dans l'atmosphère. Ainsi on peut écrire l'équation du transfert radiatif selon trois hypothèses faites sur les propriétés optiques de l'atmosphère: purement absorbante, partiellement absorbante, absorbante et diffusante.

2.3.2.1 Atmosphère purement absorbante

Dans ce cas on considère que tout le rayonnement est absorbé par l'atmosphère, ce qui est le cas de la plus grande partie du spectre thermique, donc l'équation différentielle s'écrit:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - B(T(\tau)) \quad (2.32)$$

Avec $I(\tau, \mu)$ la radiance au sommet de la couche atmosphérique d'épaisseur τ

$B(T(\tau))$ la fonction source que l'on exprime comme la radiance d'un corps noir à la température $T(\tau)$.

2.3.2.2 Atmosphère partiellement absorbante: Approximation de l'absorption

Dans ce cas on considère une atmosphère plus réaliste, c'est-à-dire une atmosphère absorbante, mais seulement pour une certaine fraction du rayonnement incident. En posant ω_0 l'albédo de diffusion simple, correspondant au rapport du coefficient de diffusion k_d sur le coefficient d'extinction k_{ext} :

$$\omega_0 = \frac{k_d}{k_{ext}} = \frac{k_d}{k_a + k_d} \quad (2.33)$$

La fraction de rayonnement absorbée peut s'écrire $(1 - \omega_0)$. En appliquant la loi sur le rayonnement de *Kirchhoff* qui stipule qu'à l'équilibre thermodynamique local, le coefficient d'absorption k_a est égal au coefficient d'émission k_{emi} (LTE *Local Thermodynamic Equilibrium*: $k_a = k_{emi}$), on peut écrire l'expression suivante (*Fu et al., 1997*):

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = (1 - \omega_0) I(\tau, \mu) - (1 - \omega_0) B(T(\tau)) \quad (2.34)$$

Néanmoins, ces approximations ne sont pas suffisantes dans le cadre d'une étude sur les propriétés nuageuses, surtout dans la fenêtre thermique atmosphérique, car les effets dus à la diffusion des divers hydrométéores nuageux et des aérosols doivent être pris en compte (*Liou 1986, Toon et al., 1989*).

2.3.2.3 Atmosphère absorbante et diffusante:

Les propriétés de diffusion des différentes couches atmosphériques peuvent être représentées

par une fonction de phase normalisée notée $P(\mu, \mu')$ ($\int_0^{2\pi} P(\mu, \cos\theta') d\theta' = 1$) qui décrit la

distribution angulaire de la diffusion, c'est-à-dire les quantités relatives de rayonnement provenant des directions $\mu' = \cos\theta'$ et diffusées dans la direction incidente μ . En considérant la diffusion comme étant symétrique de part et d'autre de la direction μ , on intègre la fonction de phase seulement sur 180° , c'est-à-dire pour μ' variant de -1 à 1 (**Figure 2.8**), ainsi:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') \cdot P(\mu, \mu') \cdot d\mu' - (1 - \omega_0) B(T(\tau)) \quad (2.35)$$

Cette relation permet donc d'ajouter, à la contribution de la couche atmosphérique, la partie du rayonnement diffusée vers l'arrière ($\mu' : [-1, 0[$) disponible pour l'absorption et donc l'émission, mais aussi de soustraire la contribution due à la diffusion vers l'avant ($\mu' :]0; -1]$).

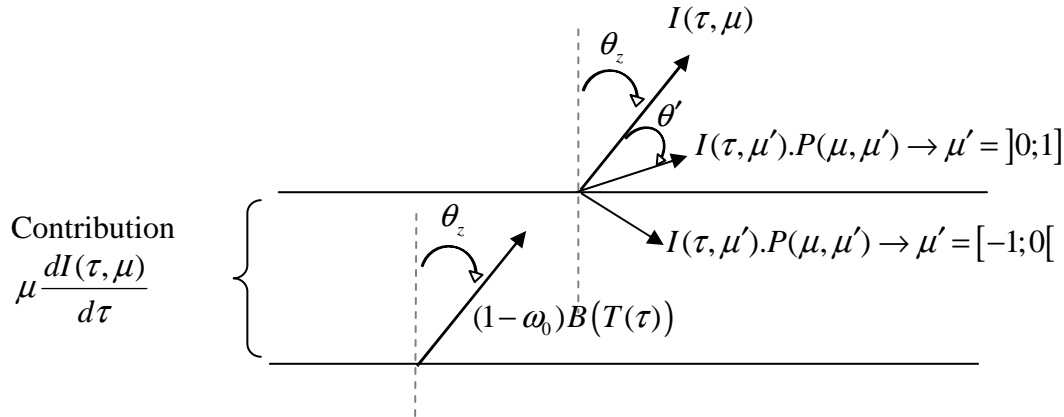


Figure 2.8: Représentation des termes de l'équation 2.35 du transfert radiatif dans une couche atmosphérique d'épaisseur $d\tau$

On peut d'ailleurs remarquer que si la fonction de phase est isotrope (égale dans toutes les directions μ'), alors $I(\tau, \mu') = \text{Constante}$ et on retrouve l'équation (2.31) ; de même en faisant l'approximation d'une fonction de phase sous forme de Dirac dans la direction μ ($P(\mu, \mu' = 1) = 1$) on retrouve aussi l'expression (2.31).

2.4 CONCLUSION

Les principaux instruments de télédétection utilisés dans cette étude (radar, lidar et radiomètre infrarouge) ont été présentés à travers leurs principes physiques de mesure, mais aussi dans le cadre de leurs applications en sciences de l'atmosphère. La complémentarité des mesures réalisées par ces instruments permet de caractériser une grande partie des propriétés optiques et microphysiques des nuages (*Delanoë et Hogan, 2008*) : coefficients d'extinction, diamètre effectif, contenu en eau/glace.

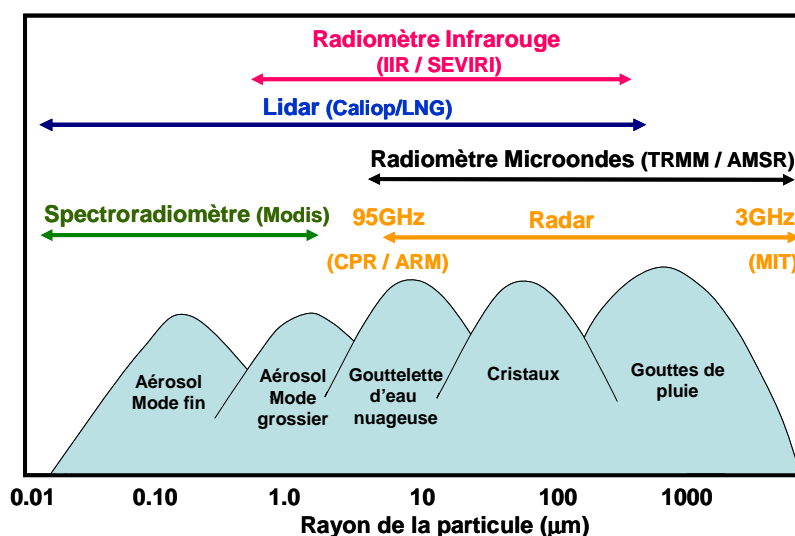


Figure 2.9 : Représentation de la complémentarité des instruments de télédétection active et passive présentés dans ce chapitre.

L'approche considérée dans cette étude est donc de simuler ces trois instruments à partir des sorties de modèle à méso-échelle, afin de pouvoir réaliser une critique objective des résultats de la simulation en les comparant avec les mesures réelles de façon directe et statistique.

CHAPITRE 3 LES OUTILS NUMERIQUES

Chapitre 3 Les outils numériques.....	
3.1 Le modèle BRAMS	62
3.1.1 Equations générales.....	63
3.1.2 Structure 3D du modèle	66
3.1.3 Imbrication des grilles.....	67
3.1.4 Conditions initiales	68
3.1.5 Paramétrisations	69
3.2 Schema microphysique.....	70
3.2.1 Définition	70
3.2.2 Formation et Croissance des hydrométéores	72
3.2.3 Schéma microphysique à 2 moments de RAMS.....	76
3.3 Couplage des simulateurs : Radar, Lidar et Radiomètre IR avec la microphysique	87
3.3.1 Simulateur radar	87
3.3.2 Simulateur Lidar	95
3.3.3 Simulateur Radiomètre Infrarouge.....	97
3.4 Conclusion	101

3.1 LE MODELE BRAMS

Le modèle numérique BRAMS v3.2 (*Brazilian developments on the Regional Atmospheric Modelling System*: <http://brams.cptec.inpe.br/>) utilisé dans cette étude est une version du modèle RAMS v.5 (*Regional Atmospheric Modelling System*: <http://www.atmet.com>). BRAMS v3.2 est une version spécialement adaptée par les services météorologiques brésiliens CPTEC/INPE pour les zones tropicales. Cette adaptation consiste en une meilleure prise en compte de la végétation, de l'humidité des sols et de la convection profonde. De ce fait, BRAMS a été préféré à la version standard de RAMS dans le cadre de notre étude portant sur la mousson africaine. Le modèle RAMS (*Pielke et al., 1992; Cotton et al., 2003*) est un modèle numérique développé depuis les années 70 conjointement par l'Université du Colorado (CSU Colorado State University) et la division *ASTeR du laboratoire de recherche MRC/*ASTeR (*Mission Research Corporation*), pour simuler et prévoir la circulation atmosphérique de l'échelle hémisphérique à l'échelle de la turbulence (<100m). Ce modèle communautaire, qui prend en compte les principaux phénomènes physiques, est utilisé dans de nombreux groupes de recherches de par le monde. Il a été utilisé avec succès pour comprendre des processus à méso-échelle très divers, notamment par *Chen et Avissar (1994)* pour l'étude de l'impact de l'humidité des sols sur les flux de chaleur ; *Mukabana et Pielke (1996)* dans le cadre de l'étude de la mousson sur le Kenya ; *Cohen (2000)* pour l'étude de l'entraînement et du déentraînement dans les cumulonimbus ; ou encore *Wu et al. (2000)* afin de quantifier l'impact des effets radiatifs dus aux cristaux de glace dans les cirrus. Le modèle BRAMS quant à lui, a notamment été utilisé par *Freitas et al. (2007)* pour l'étude de la brise de mer sur le Brésil, ou encore par *Marécal et al. (2007)* afin d'étudier le transport de vapeur d'eau durant la campagne HIBISCUS en Amérique du Sud. Le modèle RAMS/BRAMS ne cesse d'évoluer, que ce soit scientifiquement par l'introduction de nouvelles paramétrisations des processus sous maille (*Cotton et al., 2003*), par l'ajout de différents modules (chimie : *Arteta et al., 2006* ; transport d'aérosols : *Cautenet et al., 2000*) ou encore à travers l'amélioration de la structure informatique (parallélisme et portabilité du code).

3.1.1 Equations générales

RAMS est un modèle météorologique principalement utilisé pour résoudre les phénomènes atmosphériques à méso-échelle (de 2 à 2000 km). Il est construit autour d'un ensemble d'équations non-hydrostatiques et compressibles permettant de décrire la dynamique (équations du mouvement) et la thermodynamique atmosphérique (équation thermodynamique) en prenant en compte les mouvements verticaux de l'atmosphère, non négligeables à ces échelles. Ce jeu d'équations est complété par les équations de conservation de la masse et de continuité du rapport de mélange pour chaque type d'hydrométéores pronostiqués. Ces équations, présentées ci-dessous, sont non-linéaires et réclament une résolution numérique.

➤ Équations du mouvement:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} + fv + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{TURB} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} - fu + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{TURB} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \theta \frac{\partial \pi'}{\partial z} - g \frac{\partial \theta_v}{\partial \theta_0} + \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)_{TURB} \quad (3.3)$$

➤ Équation thermodynamique:

$$\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta_{il}}{\partial x} - v \frac{\partial \theta_{il}}{\partial y} - w \frac{\partial \theta_{il}}{\partial z} + \left(\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} \right)_{TURB} + \left(\frac{\partial \theta_{il}}{\partial t} \right)_{RAD} \quad (3.4)$$

➤ Équation de conservation de la masse:

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{R\pi_0}{c_v \rho_0 \theta_0} \left(\frac{\partial (\rho_0 \theta_0 u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho_0 \theta_0 v)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho_0 \theta_0 w)}{\partial z} \right) \quad (3.5)$$

➤ Équation de continuité du rapport de mélange:

$$\frac{\partial r_n}{\partial t} = -u \frac{\partial r_n}{\partial x} - v \frac{\partial r_n}{\partial y} - w \frac{\partial r_n}{\partial z} + \left(\frac{\partial r_n}{\partial t} \right)_{TURB} + \left(\frac{\partial r_n}{\partial t} \right)_{SED} + S + P \quad (3.6)$$

Avec par ordre d'apparition:

- u , v et w les composantes ouest-est, sud-nord et verticale de la vitesse du vent
- θ la température potentielle

- π' la perturbation de la fonction d'Exner $\pi_0 = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{c_p}}$ avec P la pression, P_0 la

pression de référence (1000 hPa), c_p la capacité thermique de l'air sec et R la constante des gaz parfaits.

- f le paramètre de Coriolis
- TURB pour le transport turbulent
- θ_l la température potentielle de l'eau (sous forme de glace ou sous forme liquide)
- RAD pour les contributions radiatives
- c_v la capacité thermique de l'air à volume constant
- ρ_0 la densité de l'air pour l'état de référence (T_0 , P_0)
- θ_0 la température potentielle pour l'état de référence à (T_0 , P_0)
- r_n rapport de mélange de chaque type n d'hydrométéores
- SED pour la sédimentation
- S représente le terme source dû à la microphysique
- P représente les pertes (puits) dû à la microphysique

Si l'échelle spatiale est suffisamment fine pour que le phénomène physique soit résolu, alors les équations sont dites explicites ; par contre si l'échelle spatiale est trop grande, alors le phénomène se déroule sous maille et des paramétrisations plus ou moins complexes (selon l'application) sont utilisées. Cette approche permet d'évaluer tous les processus à petite échelle tels que la turbulence, la convection, la microphysique ou encore les processus radiatifs, qui jouent un rôle prépondérant aux échelles plus importantes. L'ensemble des paramétrisations disponibles dans le modèle RAMS est décrit dans le papier de *Cotton et al. (2003)* ; dans la suite de ce chapitre, seules les paramétrisations utilisées dans les différentes simulations sont expliquées.

Les variables pronostiquées ainsi que différentes paramétrisations et conditions aux limites utilisées dans le modèle sont représentées de façon schématique sur la **Figure 3.1**.

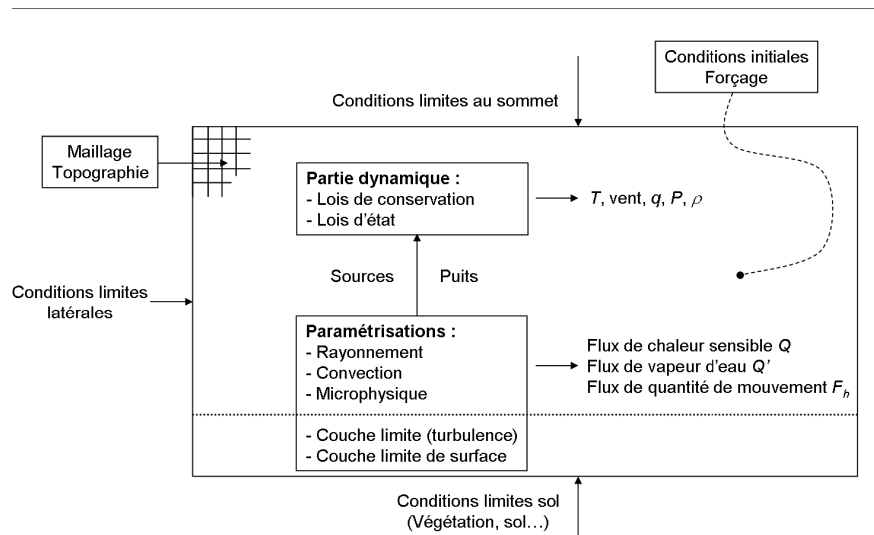


Figure 3.1: Structure schématique du fonctionnement de RAMS (Minvielle-Moncla, 2003).

3.1.2 Structure 3D du modèle

BRAMS est un modèle à aire limitée ce qui implique l'utilisation de grilles possédant un nombre limité de points que ce soit horizontalement ou verticalement. L'approche considérée dans RAMS/BRAMS est celle de *Mesinger et Arakawa (1976)* qui propose une structure de grille (Arakawa-C) telle que chaque variable thermodynamique est représentée de façon volumique au centre de la maille, tandis que les variables dynamiques sont représentées sur les faces (**Figure 3.2**). Chacune de ces variables est pronostiquée par le modèle selon les équations primitives décrites dans le paragraphe suivant.

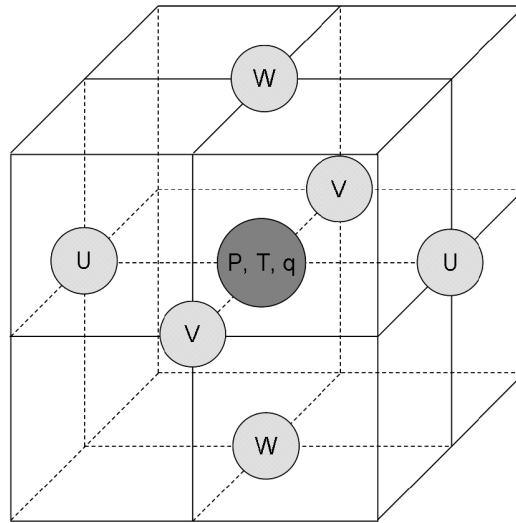


Figure 3.2: Schéma d'une maille utilisée dans BRAMS/RAMS. Avec P, T et q représentant les variables thermodynamiques (pression, température et humidité) et u, v, w les trois composantes de la vitesse du vent

La discrétisation verticale est un peu plus complexe car elle considère non pas l'altitude z de chaque point, mais un système de coordonnée noté σ_z prenant en compte la topographie (*Terrain following height coordinate* ; *Tripoli et Cotton 1982*). La coordonnée σ_z , représentée sur la **Figure 3.3**, est alors définie telle que :

$$\sigma_z = \frac{z^*}{H} = \left(\frac{z - z_g}{H - z_g} \right) \quad (3.7)$$

Avec z^* l'altitude modifiée en fonction de la topographie ; H l'altitude maximale de la grille et z_g la topographie.

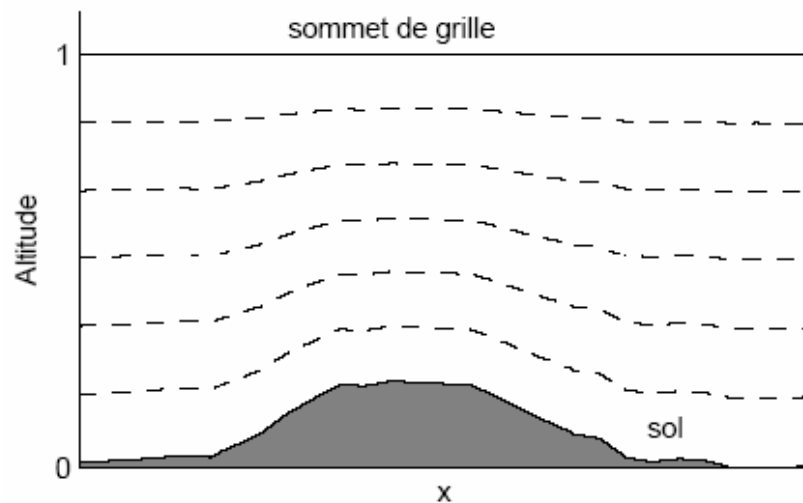


Figure 3.3 : Représentation de la coordonnée σ_z utilisée dans RAMS.

3.1.3 Imbrication des grilles

Il est de plus en plus fréquent, grâce aux possibilités qu'offrent les calculateurs, d'imbriquer plusieurs grilles pour une même simulation, dans le but d'augmenter la résolution spatiale et temporelle d'un sous domaine. Dans le cas de RAMS, on considère deux cas possibles, soit les grilles sont imbriquées les unes dans les autres afin d'obtenir un maximum de détails sur une zone précise (**Figure 3.4-a**) ; soit plusieurs grilles filles peuvent être imbriquées dans une seule grille mère afin d'avoir plus de précisions sur les différentes parties de la zone simulée (**Figure 3.4-b**).

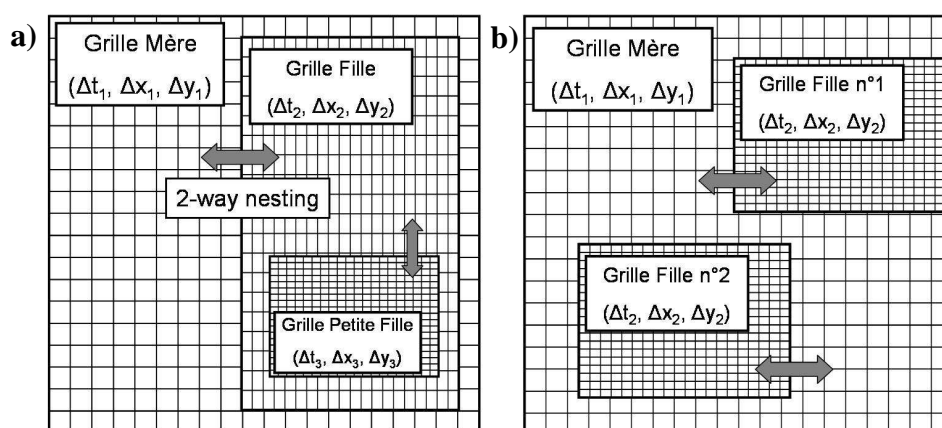


Figure 3.4: Représentation des deux types de grilles imbriquées considérées dans RAMS.

Dans les deux cas, on considère qu'à chaque pas de temps de la grille fille (Δt_2), les données de la grille mère sont interpolées aux limites de la grille fille, jouant ainsi le rôle de conditions aux limites (forçage). De plus, à chaque pas de temps de la grille mère (Δt_1), les données de la grille fille sont moyennées puis réutilisées par la grille mère ; ainsi, les données à plus grande échelle sont actualisées de façon plus précise grâce à la meilleure résolution des données provenant de la grille fille. Cette approche permet donc une communication entre les grilles dans les 2 sens (*two-way nesting*):

Conditions aux limites (grille mère \rightarrow grille fille)

Utilisation de valeurs plus précises (moyennées) (grille fille \rightarrow grille mère)

3.1.4 Conditions initiales

Quelque soit le type de simulation à réaliser : cas idéalisé, test de sensibilité, cas d'étude, il est indispensable de fournir en entrée du modèle l'état initial de l'atmosphère et de la surface (continentale et océanique).

3.1.4.1 Etat initial de l'atmosphère

L'état initial de l'atmosphère, c'est-à-dire ses caractéristiques dynamiques (champ horizontal du vent) et thermodynamiques (pression, température, humidité) à l'instant t_0 peuvent être initialisées de façon homogène, à l'aide de radiosondages, ou encore avec des analyses (ou des réanalyses) de modèles à plus grandes échelles du type NCEP (*National Centres for Environmental Prediction*) ou Centre Européen (*CEPMMT Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme*). De plus, il est possible d'assimiler (au cours de la simulation) des radiosondages ou des données de surface grâce au schéma 4DDA (*Four Dimension Data Assimilation*).

3.1.4.2 Etat initial de la surface

L'initialisation des données de surface peut elle aussi se faire de façon homogène, ou hétérogène. Dans ce dernier cas, plusieurs bases de données, obtenues à partir des mesures in situ, satellitaires, ou provenant de modèles doivent être utilisées afin de représenter

l'hétérogénéité des températures de surfaces, du type de végétation ou encore de la texture et de l'humidité des sols.

3.1.5 Paramétrisations

Selon les besoins de la simulation, plusieurs types de schémas physiques et options sont à définir. En effet, principalement pour des raisons de résolution, il est souvent nécessaire de représenter par des paramétrisations physiques, les processus sous-maille qu'il est impossible de reproduire convenablement de façon explicite. Les principales paramétrisations disponibles pour représenter la turbulence, le rayonnement, la microphysique et la convection sont résumées dans le **Tableau 3.1** ci-dessous :

Paramétrisations	Schémas et options
Turbulence	<ul style="list-style-type: none"> -Fermeture de déformation-K de <i>Smagorinsky</i> [1963], amélioration de la stabilité par <i>Lilly</i> [1962] et <i>Hill</i> [1974]. - Schéma TKE (Turbulent Kinetic Energy) de <i>Mellor et Yamada</i> [1982]. - Schéma sous-grille de <i>Kosovic</i> [1997].
Rayonnement	<ul style="list-style-type: none"> - Code de <i>Mahrer and Pielke</i> [1977] (visible et IR) qui ne prend pas en compte les processus nuageux. - Code de <i>Chen and Cotton</i> [1987] (visible et IR) qui prend en compte les processus nuageux, eau condensée en eau liquide. - Code de <i>Harrington</i> [1997] (visible et IR), schéma à deux flux considérant les interactions sur les spectres de taille des gouttelettes d'eau et des hydrométéores de glace.
Microphysique	<ul style="list-style-type: none"> - Niveau 1 : pas de condensation. - Niveau 2 : avec processus de condensation simplifié. - Niveau 3 : Microphysique bulk : <ul style="list-style-type: none"> - schéma à un moment (rapport de mélange) [<i>Walko et al.</i>, 1995] - schéma à deux moments (rapport de mélange et concentration) [<i>Meyers et al.</i>, 1997]
Convection	<ul style="list-style-type: none"> - schéma standard de <i>Kuo-Tremback</i> [<i>Tremback</i>, 1990]. - schémas de <i>Grell</i> [1993, 1994] pour la convection profonde et restreinte permettant d'utiliser plusieurs méthodes de fermeture.

Tableau 3.1 : Résumé des principales paramétrisations disponibles dans BRAMS (adapté de Bouet, 2007).

3.2 SCHEMA MICROPHYSIQUE

3.2.1 Définition

Un schéma microphysique sert à représenter l'évolution des différents hydrométéores au cours du temps, ainsi que leurs interactions entre eux et leur environnement. Il existe plusieurs types de schémas microphysiques utilisés dans les modèles numériques. Les deux grandes familles sont les schémas de type volumique (« *bulk* » en anglais) à un ou plusieurs moments, et les schémas à microphysique explicite (ou encore spectrale ; à « *bin* »). Ce dernier décrit l'évolution des hydrométéores par gamme de diamètre (ou de masse), ainsi que leurs interactions en considérant que la forme des spectres dimensionnels des gouttes ou des cristaux (en anglais *Particle Size Distribution PSD*) peut évoluer de façon très diverse suivant les différents processus activés (mode de croissance, vitesse de sédimentation etc...). Ce type de schéma microphysique est très réaliste, car il décrit explicitement les différents processus microphysiques (nucléation, mode de croissance, interactions, sédimentation, ...) au travers d'équations mathématiques. Par conséquent, la principale limite de ce type de schéma microphysique est le temps de calcul nécessaire pour réaliser toutes les opérations entre toutes les variables ; ils sont donc utilisés principalement pour des études de processus à très petite échelle (*Khain et Pokrovsky, 2004 ; Leroy et al., 2009*). En ce qui concerne les schémas microphysiques « *bulk* » à 1 ou plusieurs moments, la description des hydrométéores et de leur évolution est réalisée de façon volumique (moyenne). Bien sûr, on imagine aisément le gain en temps de calcul réalisé en utilisant ce type de schéma comparé à un schéma spectral. Par contre, étant donné que les calculs sont réalisés sur des volumes (et non plus sur des gammes de diamètre hydrométéores), il faut compenser le manque de résolution par la paramétrisation d'un certain nombre de variables (la masse, la vitesse de chute), ou encore en fixant des termes à l'avance (diamètre moyen, nombre total). De plus, il est nécessaire de fixer à priori la forme du spectre dimensionnel des particules à l'aide de représentations mathématiques plus ou moins complexes du type : distribution exponentielle, gamma ou encore en loi-puissance. Cette dernière limitation est très contraignante, car tous les processus microphysiques et radiatifs dépendent de la bonne représentation du spectre dimensionnel des hydrométéores. Néanmoins, ces schémas microphysiques ont fait l'objet d'un très grand nombre d'études (*Verlinde et al., 1990, Meyers et al., 1997 ; Walco et al., 2000 ; Khain et al., 2000*) et sont devenus de plus en plus complexes et précis (associés à l'explosion des moyens

informatiques). En effet, selon la complexité du schéma, c'est-à-dire sa faculté à pronostiquer (calculer) des variables clés (les moments, par exemple le rapport de mélange, la concentration), de moins en moins de variables sont à paramétrer ; il y a donc de plus en plus de degrés de liberté pour le calcul de la distribution en taille ce qui améliore notamment la restitution des processus microphysiques et radiatif qui sont fortement dépendant du spectre dimensionnel (*Meyers et al., 1997*). C'est ce type de schéma microphysique (bulk) que l'on rencontre dans la majorité des modèles à moyenne et grande échelle tel que RAMS, Méso-nH, WRF, MM5, De nombreuses études de comparaisons des divers schémas « bulk » et « bin » ont été effectuées (*Li et al., 2009 ; Lynn et Khain, 2007*). Toutefois pour des systèmes de convection profonde et de longue durée comme les MCS, *Li et al. (2009)* montrent que les mécanismes dynamiques associés à ces systèmes nuageux sont dominants et plus importants que les variations que l'on peut obtenir avec ces différents schémas microphysiques.

3.2.2 Formation et Croissance des hydrométéores

Un nuage est composé de particules (hydrométéores) de phases et de formes différentes, qui dépendent des conditions thermodynamiques de l'air ainsi que de leur histoire (c'est-à-dire les différentes transformations : croissance/interaction qu'ils ont subies depuis leur formation).

3.2.2.1 Formation des hydrométéores

La formation des hydrométéores dans l'atmosphère est représentée par le mécanisme de nucléation. Pour qu'il y ait nucléation de gouttelettes d'eau liquide ou de cristaux de glace, il est nécessaire d'avoir une atmosphère saturée en vapeur d'eau, c'est-à-dire avec une humidité relative supérieure à 100%. Pour cela, la pression exercée par la vapeur d'eau dans un volume d'air, c'est-à-dire la pression de vapeur (e), doit être supérieure à la pression de vapeur saturante : $e_{sat}(T)$ qui représente la pression maximale de vapeur d'eau que peut contenir ce même volume d'air. On définit donc l'humidité relative telle que:

$$RH_{\%} = 100 \frac{e}{e_{sat}(T)} \quad (3.8)$$

La pression de vapeur saturante ne dépend que de la température de l'air et diffère si l'on considère l'équilibre par rapport à l'eau liquide ou par rapport à la glace lorsque la température descend en dessous de 0°C (**Figure 3.5**). Si la quantité de vapeur présente dans une parcelle d'air excède la valeur à saturation, il y a sursaturation et donc condensation liquide ou solide de la vapeur d'eau en excès afin de retourner à l'équilibre thermodynamique (représenté par $RH=100\%$). Dans l'atmosphère, la principale cause de la sursaturation d'une parcelle d'air, hormis l'apport de vapeur d'eau, est le refroidissement :

- Par détente adiabatique: lors de l'ascension d'une parcelle d'air, sa pression diminue (c'est la détente) et comme l'air est un très mauvais conducteur thermique, on peut considérer que cette détente se réalise sans échange de chaleur (hypothèse de l'adiabatisme) ; par conséquent la température de la parcelle diminue. Le soulèvement d'une parcelle d'air peut être causé par le relief, la convection, les ondes de gravité ou encore lors de la rencontre d'une masse d'air chaud et d'une masse d'air froid.
- Par refroidissement isobare (à pression constante): lors d'une chute de température en atmosphère stable, durant la nuit par exemple.

Il faut ajouter que dans l'atmosphère, il est quasiment impossible de former une gouttelette d'eau liquide à partir uniquement de vapeur d'eau, car pour cela, il faudrait atteindre des valeurs de sursaturation gigantesques ($>400\%$) qu'il est impossible de retrouver dans la nature. Pour qu'il y ait création de gouttelettes d'eau liquide à partir de la vapeur, il est donc indispensable d'avoir un support condensé, appelé noyau de condensation nuageux (CCN *Cloud Condensation Nucleus*) sur lequel la vapeur d'eau va pouvoir se condenser, on parle alors de nucléation hétérogène. Il en est de même pour la phase glace, lorsque les températures passent en dessous de 0°C , un noyau glaçogène (IN *Ice Nucleus*) est souvent nécessaire pour former des cristaux, bien qu'il ne soit pas dans ce cas précis indispensable. Pour des températures très froides, inférieures à -30°C , la nucléation homogène peut avoir lieu, et ainsi créer des particules de glace à partir uniquement de la congélation de gouttelette d'eau surfondue (eau liquide à des températures négatives), c'est-à-dire sans l'intervention d'un quelconque support (noyau glaçogène).

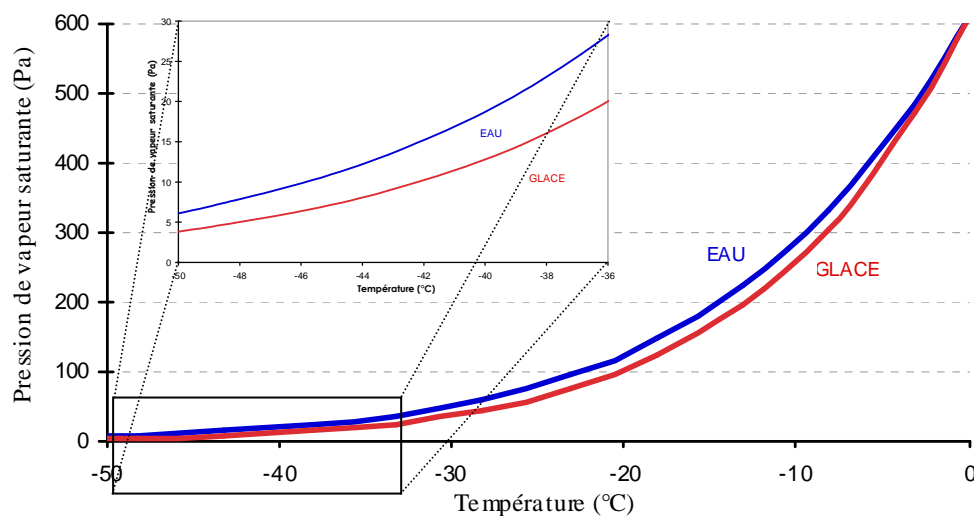


Figure 3.5 : Évolution de la pression de vapeur saturante relative à l'eau et à la glace en fonction de la température.

3.2.2.2 Croissance des hydrométéores

→ En phase liquide il existe deux types de croissance:

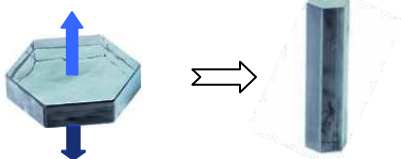
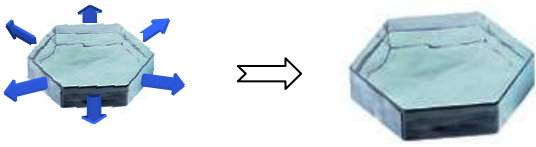
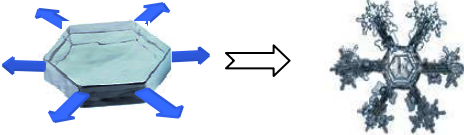
- **Croissance par condensation/diffusion:** la vapeur d'eau en excès se diffuse sur des gouttelettes d'eau préexistantes. Ce mécanisme de croissance est très efficace sur les petites gouttelettes d'eau nuageuse.

- **Croissance par collection/coalescence:** deux particules d'eau (gouttelette d'eau nuageuse et/ou goutte de pluie) entrent en collision et coalescent pour n'en former plus qu'une, plus grosse.

Ces deux processus de croissance augmentent le diamètre des gouttes d'eau nuageuse qui deviennent au bout d'un certain temps trop lourdes pour pouvoir rester en suspension et donc précipitent sous forme de pluie (pluie chaude).

→ En phase glace il existe trois types de croissance:

- **Croissance par dépôt (diffusion) de vapeur:** Il est à noter que pour des températures négatives, la pression de vapeur saturante par rapport à l'eau liquide est toujours supérieure à la pression de vapeur saturante calculée par rapport à la glace (**Figure 3.5**). Il en résulte qu'une parcelle d'air peut être sous-saturée par rapport à l'eau, mais sursaturée par rapport à la glace. Dans le cas d'un nuage en phase mixte (où la phase liquide et la phase solide coexistent), les gouttelettes d'eau surfondue vont avoir tendance à s'évaporer pour atteindre l'équilibre liquide-vapeur. La vapeur d'eau résultante de cette évaporation va donc pouvoir se déposer directement sous forme de glace sur un cristal par condensation solide, c'est ce qu'on appelle l'effet Bergeron (qui a une efficacité maximale autour de -12°C). Selon la disponibilité en vapeur d'eau et la température, la croissance par déposition des cristaux de glace est différente notamment en termes de direction (axe privilégié), mais comporte toujours une certaine symétrie hexagonale due à l'arrangement des molécules d'eau sous forme de matrice cristalline hexagonale.

- Croissance des grandes faces (bases) :	
- Croissance des faces latérales :	
- Croissance des arêtes :	

▪ **Croissance par collection (agrégation):** Il s'agit du même principe qu'en phase liquide, deux cristaux interagissent et s'agrègent pour n'en former plus qu'un, plus grand, que l'on appelle agrégat (**Figure 3.6-a**).

▪ **Croissance par givrage:** Lorsque des gouttelettes d'eau surfondue rencontrent un cristal, elles congèlent instantanément à sa surface (accrétion d'eau surfondue) et forment une couche de givre (**Figure 3.6-a**) qui peut être plus ou moins importante. Si le givrage devient prépondérant comme dans le cas de mouvements ascendants intenses (type cumulonimbus), la couche de givre dénature complètement le cristal initial pour former de la neige roulée (**Figure 3.6-b**), appelée aussi graupel (mot venant de l'allemand signifiant "grêle molle").

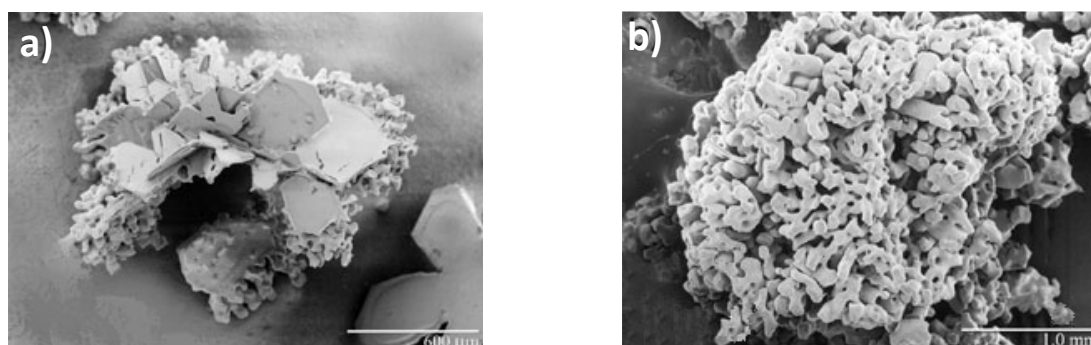


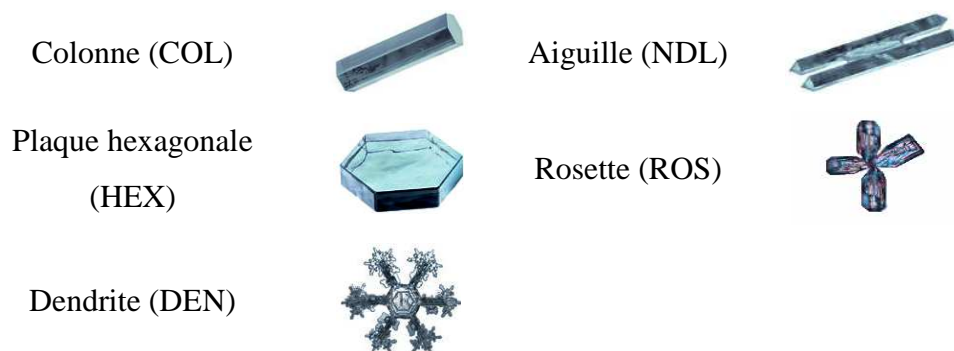
Figure 3.6: Exemple de givrage vu au microscope électronique. a) givrage partiel sur un agrégat de plaques hexagonales et b) givrage intense formant un graupel.
Source : *Agricultural Research Service*

3.2.3 Schéma microphysique à 2 moments de RAMS

Dans la nature, il existe donc une multitude d'hydrométéores de formes et de propriétés physiques très différentes. Cela implique une grande variabilité des processus microphysiques qui régissent la croissance et les différentes interactions entre ces hydrométéores, car les vitesses de croissance et de sédimentation évoluent très rapidement en fonction du type d'hydrométéore considéré. Pour représenter au mieux ces différences, le schéma microphysique à 2 moments de RAMS (Walco *et al.*, 1995 ; Meyers *et al.*, 1997) utilise au total **7 classes d'hydrométéores** pour lesquelles il calcule 2 variables clés de distribution en taille (les moments) : le rapport de mélange (r) et la concentration en nombre (N_t).

Les 7 classes d'hydrométéores utilisées dans RAMS sont : *Eau nuageuse*, *Pluie*, *Glace primaire* (pristine ice), *Neige* (snow), *Agrégat*, *Graupel* et *Grêle* (hail).

De plus, les classes « Glace primaire » et « Neige » peuvent avoir 5 formes particulières dépendantes des caractéristiques de l'environnement:



Ces formes sont attribuées après un simple diagnostic de la température et de la saturation par rapport à l'eau, suivant *Fletcher (1962)* (**Figure 3.7**).

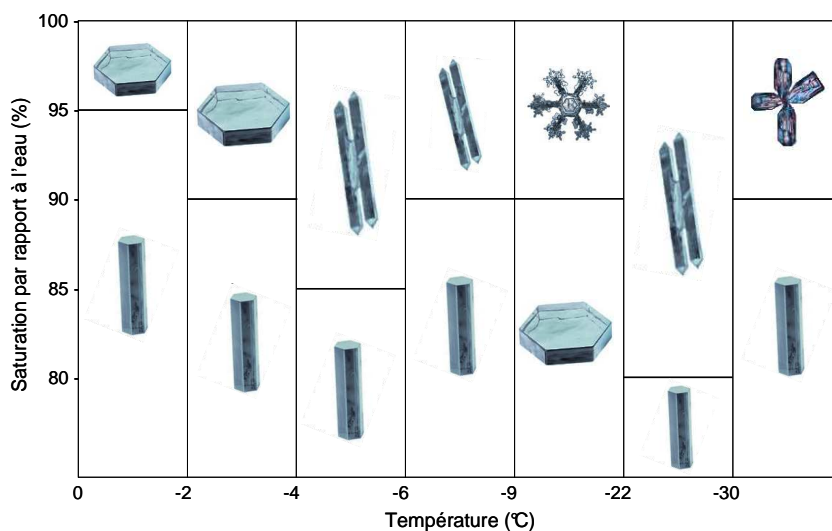


Figure 3.7: Formes des cristaux attribués dans RAMS en fonction de la température et de la saturation par rapport à l'eau.

Pour chacune de ces espèces et formes de cristaux, il existe une paramétrisation de la masse M et de la vitesse de chute V_c sous forme de loi puissance en fonction du diamètre D des particules:

$$M(D) = \alpha.D^\beta \quad (3.9)$$

$$V_c(D) = \gamma.D^\delta \quad (3.10)$$

Avec α , β , γ et δ des coefficients spécifiques pour chaque espèce, pouvant être librement modifiés dans le modèle, à l'aide par exemple de mesures in situ spécifiques. Les valeurs par défaut de ces coefficients sont représentées dans le **Tableau 3.2**, et les représentations graphiques de la masse et des vitesses de chute sont tracées sur la **Figure 3.9**. Il faut noter que pour les lois masse-diamètre, un exposant β proche de 1 correspond à des hydrométéores simple de type colonne (1D), $\beta \sim 2$ représente des hydrométéores de type plaque et $\beta \sim 3$ représente les hydrométéores sphérique (gouttelettes, grêle), comme représenté sur la **Figure 3.8**.

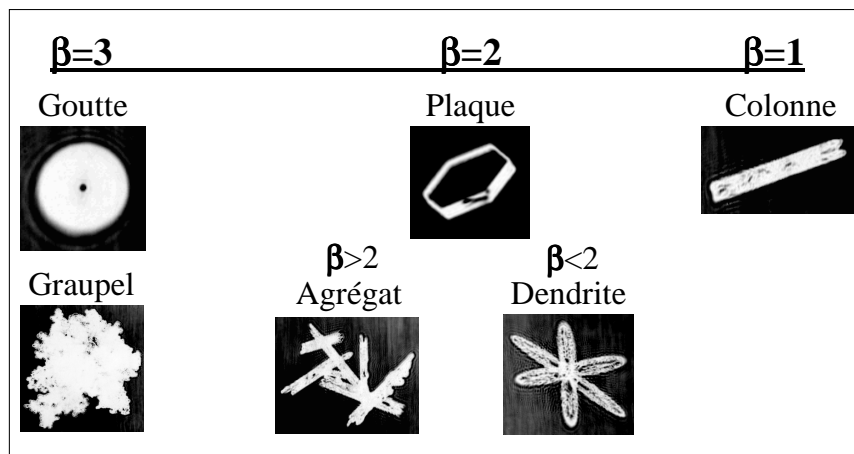


Figure 3.8 : Représentation des formes typiques des hydrométéores en fonction de l'exposant β de la loi masse-diamètre

	α (coef masse)	β (puiss. masse)	γ (coef Vit.)	δ (puiss. Vit.)
<i>Eau nuageuse</i>	524	3	3173	2
<i>Pluie</i>	524	3	149	0,5
<i>Pristine Col.</i>	110,8	2,91	$5,769.10^5$	1,88
<i>Neige Col.</i>	$2,739.10^{-3}$	1,74	188,146	0,933
<i>Agrégat</i>	0,496	2,4	3,084	0,2
<i>Graupel</i>	157	3	93,3	0,5
<i>Grêle</i>	471	3	161	0,5
<i>Pris. Hex.</i>	0,8854	2,5	316	1,01
<i>Pris. Den.</i>	$3,77.10^{-3}$	2	316	1,01
<i>Pris. Ndl.</i>	$1,23.10^{-3}$	1,8	$5,769.10^5$	1,88
<i>Pris. Ros.</i>	0,1001	2,256	$3,19.10^4$	1,66
<i>Neige Hex.</i>	0,8854	2,5	4,836	0,25
<i>Neige Den.</i>	$3,77.10^{-3}$	2	4,836	0,25
<i>Neige Ndl.</i>	$1,23.10^{-3}$	1,8	188,146	0,933
<i>Neige Ros.</i>	0,1001	2,256	1348,38	1,241

Tableau 3.2: Coefficients par défaut α , β , γ et δ des lois puissances relatives à la masse et à la vitesse de chute pour tous les hydrométéores simulés dans RAMS ; basé sur le travail de *Mitchell et al. (1996)*.

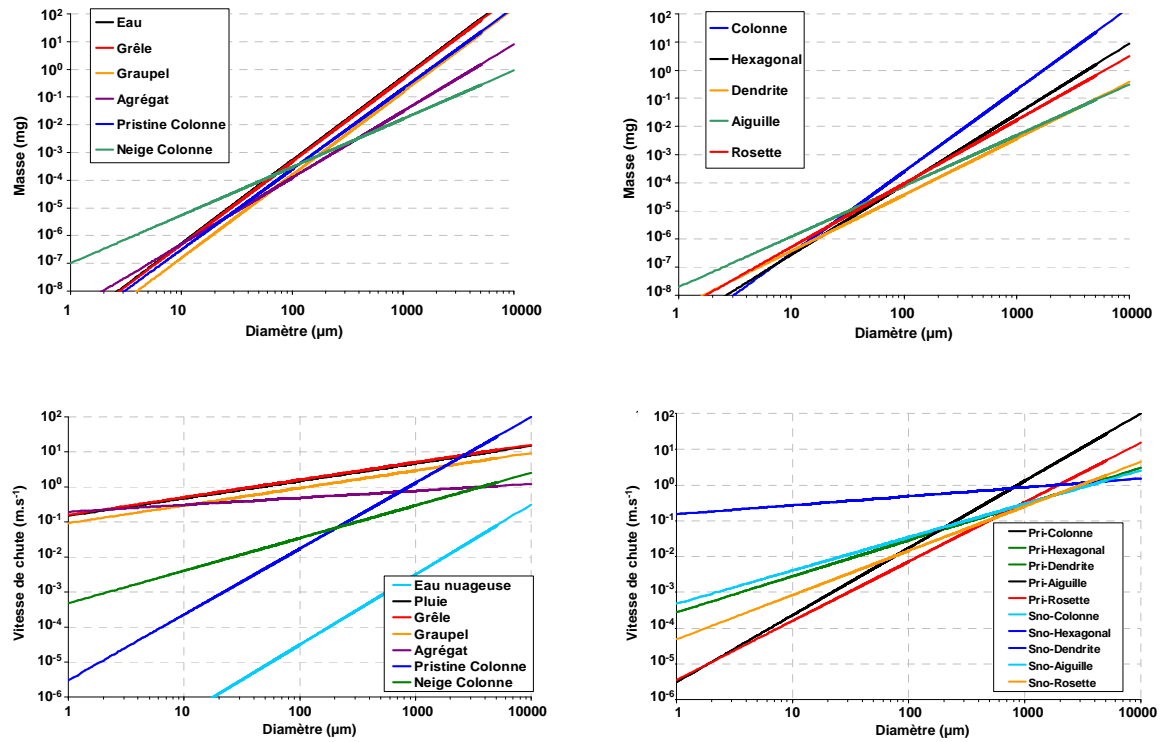


Figure 3.9: Evolution de la masse (haut) et de la vitesse de chute (bas) en fonction du diamètre des particules. Les graphiques à gauche correspondent aux différentes espèces microphysiques et ceux à droite aux différentes formes de prisme et de neige (pour ce qui est de la masse, les coefficients α et β sont les mêmes pour la prisme et la neige).

Les processus microphysiques de croissance présentés dans le paragraphe précédent (diffusion de vapeur, collection/agrégation, givrage) sont pris en compte dans le schéma microphysique de RAMS ; ils font évoluer les hydrométéores d'une classe à l'autre comme présenté sur la **Figure 3.10**.

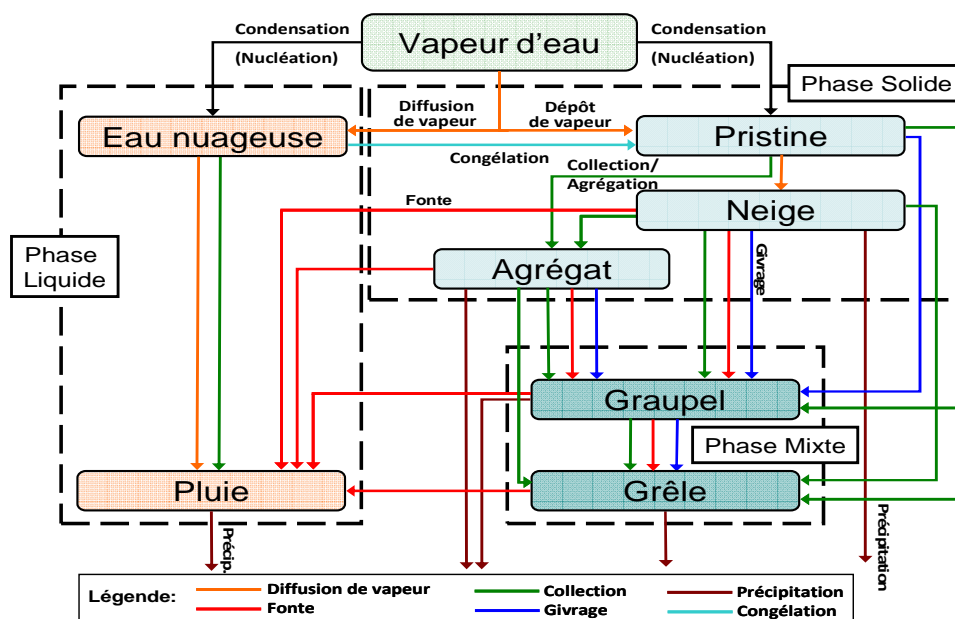


Figure 3.10: Schéma représentant les différents processus microphysiques pris en compte dans RAMS pour chacune des 7 classes d'hydrométéores. Il faut noter que chacune de ces espèces d'hydrométéores peut s'évaporer pour retourner à l'état de vapeur (processus d'évaporation non présenté).

Comme on peut le voir sur cette figure le processus de collection est très important dans le schéma microphysique et afin d'être le plus précis possible, il faut ajouter que selon les hydrométéores concernés, ce processus est sélectif. Le **Tableau 3.3** récapitule le résultat du processus de collection en fonction des classes considérées :

Hydrométéore 1	Hydrométéore 2	Hydrométéore résultant (1+2)	Hydrométéore 1	Hydrométéore 2	Hydrométéore résultant (1+2)
Eau nuageuse	Eau nuageuse	Eau nuageuse ou Pluie	Neige	Agrégat	Agrégat
Eau nuageuse	Pluie	Pluie	Neige	Graupel	Graupel
Eau nuageuse	Graupel	Graupel ou Grêle	Neige	Grêle	Grêle
Eau nuageuse	Grêle	Grêle	Neige	Eau nuageuse	Graupel
Pristine	Pristine	Agrégat	Neige	Pluie	Grêle ou Pluie
Pristine	Neige	Agrégat	Agrégat	Agrégat	Agrégat
Pristine	Agrégat	Agrégat	Agrégat	Graupel	Graupel
Pristine	Graupel	Graupel	Agrégat	Grêle	Grêle
Pristine	Grêle	Grêle	Graupel	Grêle	Grêle
Pristine	Pluie	Grêle ou Pluie	Graupel	Pluie	Grêle ou Pluie
Neige	Neige	Agrégat	Grêle	Pluie	Grêle ou Pluie

Tableau 3.3 : Détail du processus de collection du schéma microphysique de RAMS selon les différentes classes d'hydrométéores.

3.2.3.1 Distribution dimensionnelle des particules PSD *Particle Size Distribution*

La plus connue des études portant sur la distribution dimensionnelle des particules d'eau de pluie a été réalisée par Marshall et Palmer en 1948. Ils déduisent de leur étude que le nombre des gouttes de pluie de diamètre D tombant au sol est relié au taux de précipitation par une fonction exponentielle, cette distribution dite de Marshall-Palmer s'exprime telle que (*Marshall et Palmer, 1948*):

$$n(D) = N_0 \cdot e^{-\Lambda D} \quad (3.11)$$

Avec $N_0 = 8000 \text{ m}^{-3} \cdot \text{mm}^{-1}$ (paramètre d'interception) et $\Lambda = 4.1 \cdot R^{-0.21}$ (R étant le taux de précipitation en $\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}$). Cette fonction est toujours utilisée de nos jours pour représenter la distribution des gouttes de pluie avec, bien sûr, des coefficients N_0 et Λ qui peuvent être différents selon le type de précipitation (convective, stratiforme, tropicale, de moyenne latitude, ...). D'autres fonctions mathématiques (log-normale, gamma) ont été introduites dans la communauté scientifique depuis, dans le but notamment de mieux prendre en compte les petites particules (eau nuageuse, hydrométéores en phase glace) qui sont mal représentées avec une loi du type Marshall-Palmer.

La distribution dimensionnelle des particules dans le modèle BRAMS (*Walco et al., 1995*) est prescrite suivant une fonction gamma généralisée pour tous les types de particules. La fonction gamma généralisée, décrite notamment par *Flatau et al. (1989)* et *Verlinde et al. (1990)*, est une expression analytique des différents moments de la distribution dimensionnelle ce qui est un réel atout mathématique dans le cadre d'une représentation volumique (bulk en anglais) de la microphysique.

Le nombre total de particules N (en m^{-3}) peut donc être discrétisé de façon relativement simple entre zéro et l'infini, c'est pourquoi la fonction gamma est très utilisée dans les modèles numériques à méso-échelle.

La concentration $n(D)$ (en m^{-4} ou aussi en $\text{m}^{-3} \cdot \text{m}^{-1}$) des particules de diamètre maximal compris entre D et $D+dD$ (en m) est calculée à partir de la relation suivante :

$$n(D) = N_t \cdot g(D) \quad (3.12)$$

Où N_t représente la concentration totale des particules pour une catégorie d'hydrométéore (en m^{-3}) et $g(D)$ symbolise la fonction de distribution (en m^{-1}) qui s'exprime telle que :

$$g(D) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left(\frac{D}{D_c} \right)^{\nu-1} \frac{1}{D_c} \exp\left(-\frac{D}{D_c}\right) \quad (3.13)$$

Avec D_c le diamètre caractéristique de la distribution (*scaling diameter* en m); v le paramètre de forme (*shape parameter*, sans dimension) et $\Gamma(v)$ la fonction gamma, permettant de rendre l'intégrale de $g(D)$ égale à 1 (en intégrant sur D de zéro à l'infini).

Les moments n de cette fonction s'obtiennent comme suit :

$$M(n) = \int_0^\infty D^n g(D) dD = \frac{G(n)}{\lambda^n} \quad (3.14)$$

Avec :

$$G(n) = \frac{\Gamma(v+n)}{\Gamma(v)} \quad (3.15)$$

Il est important de noter que le diamètre caractéristique (D_c) est utilisé pour adimensionner D , il est souvent exprimé en terme de paramètre de pente $\lambda = \frac{1}{D_c}$ (*slope parameter* en m^{-1}), d'où

l'écriture simplifiée de $n(D)$:

$$n(D) = \frac{N_t}{\Gamma(v)} \lambda^v D^{v-1} \exp(-\lambda.D) \quad (3.16)$$

De plus, le diamètre caractéristique est relié au diamètre modal (diamètre correspondant au maximum de population) par la relation :

$$D_{\text{mod}} = (v-1).D_c \quad (3.17)$$

A ne pas confondre avec le diamètre moyen en nombre (\bar{D}_{nbr}) qui s'exprime tel que :

$$\bar{D}_{nbr} = \frac{\int_0^\infty D g(D) dD}{\int_0^\infty g(D) dD} = \frac{\Gamma(v+1)}{\Gamma(v)} . D_c = v.D_c \quad (3.18)$$

Grâce aux propriétés mathématiques de la loi gamma, on peut exprimer de façon analytique le rapport de mélange (masse totale des hydrométéores rapportée à 1 kg d'air) pour une distribution tel que :

$$r = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty \alpha.D^\beta . N_t . g(D) dD = \frac{\alpha.N_t}{\rho_a} . \frac{G(\beta)}{\lambda^\beta} \quad (3.19)$$

Avec ρ_a la masse volumique de l'air et (α, β) les coefficients de la loi-puissance relative à la masse (**Tableau 3.2**). Cette expression est primordiale dans le schéma microphysique car elle permet d'exprimer le paramètre de pente λ en fonction des deux variables (N_t et IWC) pronostiquées par le modèle:

$$\lambda = \left[\alpha.N_t \frac{G(\beta)}{IWC} \right]^{\frac{1}{\beta}} \quad (3.20)$$

Finalement, la fonction de distribution est calculée sous la forme suivante:

$$n(D) = N_t \frac{1}{\Gamma(\nu)} \left[\alpha \cdot N_t \frac{G(\beta)}{IWC} \right]^{\frac{\nu}{\beta}} D^{\nu-1} \exp \left(- \left[\alpha \cdot N_t \frac{G(\beta)}{IWC} \right]^{\frac{1}{\beta}} \cdot D \right) \quad (3.21)$$

La distribution en taille des particules est donc une fonction qui dépend de la concentration totale N_t , du paramètre de forme ν , du contenu total en glace IWC (ou en eau LWC) et des coefficients de la loi-puissance relative à la masse (α, β). Durant la simulation, le schéma microphysique à deux moments pronostique pour chaque pas de temps, le nombre total de particules N_t et le rapport de mélange de chaque hydrométéore. L'utilisateur peut quant à lui modifier très facilement le paramètre de forme ainsi que les coefficients des lois puissance.

Comment évolue la forme du spectre dimensionnel en fonction de ces variables ?

- (1) La concentration totale N_t est bien sûr primordiale pour ce qui est de la représentation microphysique mais une variation de ce paramètre n'entraîne pas un changement de forme du spectre mais « seulement » un déplacement de celui-ci selon l'axe des ordonnées.
- (2) Le paramètre de forme ν est lui par contre très important dans la représentation finale du spectre dimensionnel car il définit la quantité relative de petites particules par rapport aux grosses. La **Figure 3.11** représente l'évolution de la distribution en nombre d'une population d'agrégats ($m=0.496.D^{2.4}$) ayant une concentration totale $N=10^5.m^{-3}$, avec un contenu total $IWC=100 \text{ mg.m}^{-3}$ en fonction de différentes valeurs du paramètre ν (de 1 à 8). On remarque que plus ν augmente, plus le diamètre modal (correspondant au maximum de la distribution) augmente, et plus la distribution est sélective autour de ce diamètre (étroite). Il est important de noter que plus la largeur du spectre diminue, moins il y a de très grosses particules (la queue de la distribution tend vers 0 plus rapidement), ce qui peut représenter une grosse différence en terme de réflectivité radar (très sensible aux grosses particules car $Z \approx D^6$). On note que le cas particulier $\nu = 1$ correspond à la distribution de type Marshall-Palmer qui se réduit à une exponentielle décroissante souvent utilisée pour caractériser les distributions en taille des gouttes de pluie.

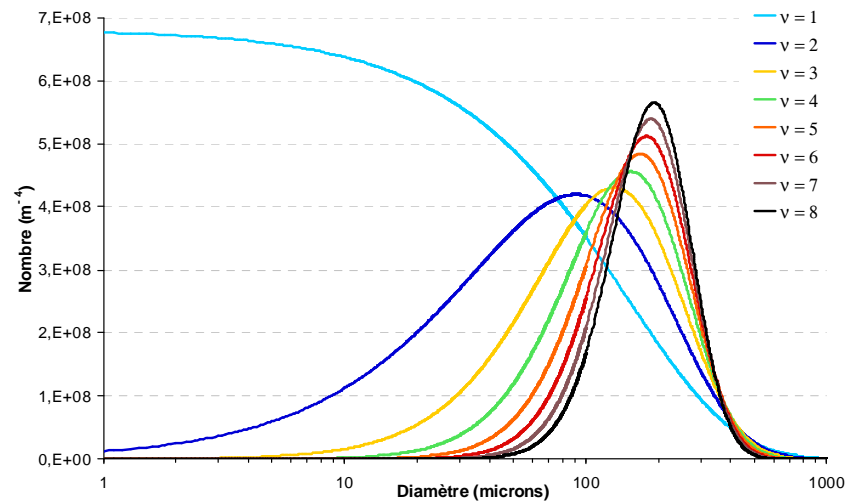


Figure 3.11: Évolution du spectre dimensionnel d'une population d'agrégats ($N_t=10^5 \cdot m^{-3}$; $IWC=100 \text{ mg} \cdot m^{-3}$) en fonction du paramètre de forme ν ($\nu = 1 \rightarrow 8$).

- (3) Le contenu en glace (IWC) a un effet relativement intuitif, car plus il augmente, plus il y a de grosses particules dans la distribution. Par contre, il n'a qu'un faible effet sur la largeur du spectre comme le montre la **Figure 3.12** qui représente l'évolution du spectre dimensionnel d'une population d'agrégats ($N_t=10^5 \cdot m^{-3}$; $\nu=2$) pour différents contenus en glace ($IWC = 10 \rightarrow 1000 \text{ mg} \cdot m^{-3}$).

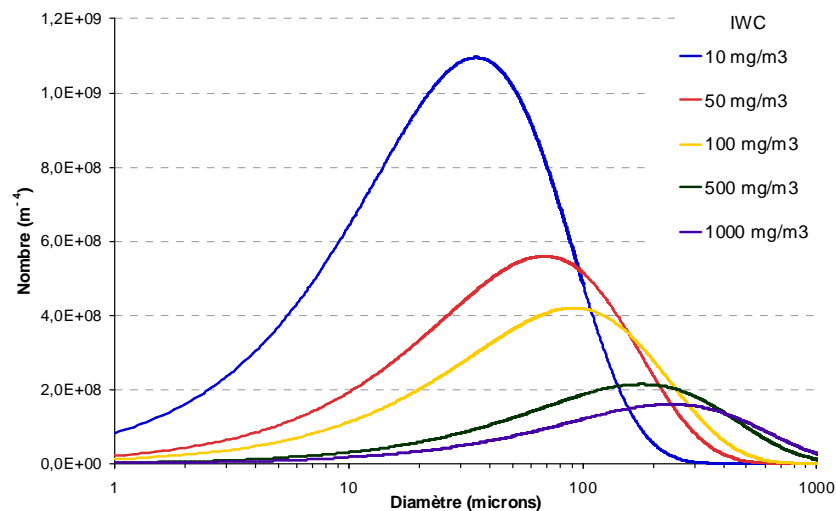


Figure 3.12: Évolution du spectre dimensionnel d'une population d'agrégats ($N_t=10^5 \cdot m^{-3}$, $\nu = 2$) en fonction du contenu en glace ($IWC=10-50-100-500-1000 \text{ mg} \cdot m^{-3}$).

- (4) Les coefficients α et β de la loi Masse-Diamètre ont un impact important sur la forme finale du spectre dimensionnel. Pour avoir une idée de leur impact, les **Figure 3.13 et 3.14** ont été réalisées en considérant toujours une population de 10^5 particules par m^3 avec un contenu total en glace de 100 mg.m^{-3} et un paramètre de forme $\nu=2$ (de base dans le schéma microphysique de RAMS). La **Figure 3.13** représente l'évolution du spectre dimensionnel en fonction d'une variation dans le pré-facteur de la loi-puissance de la famille des agrégats (soit $m_{ag} = \alpha.D^{2.4}$), et la **Figure 3.14** représente aussi l'évolution du spectre dimensionnel mais en fonction d'une variation de la puissance ($m_{ag} = 0.496D^\beta$). Ces deux paramètres ont un comportement opposé, car plus le pré-facteur augmente, plus il y a de petites particules; alors que plus la puissance est grande, plus il y a de grosses particules. Dans les deux cas, plus il y a de petites particules, plus la distribution est étroite.

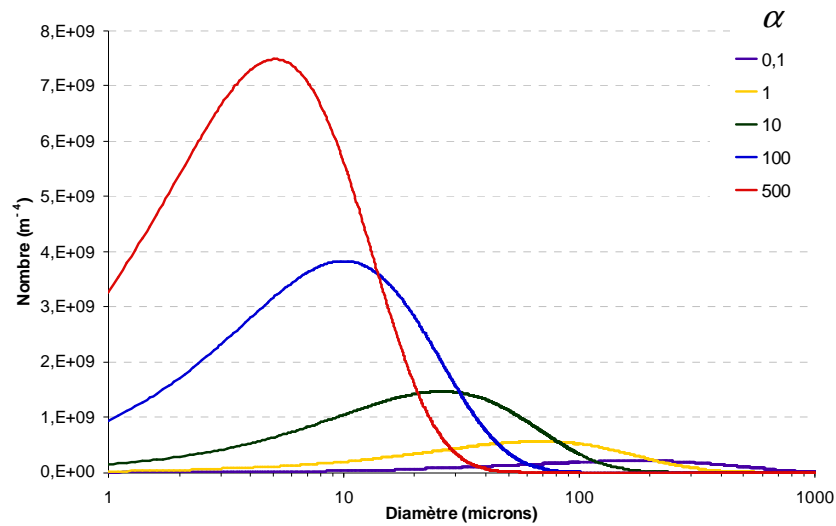


Figure 3.13: Évolution du spectre dimensionnel d'une population de cristaux de glace ($N_i=10^5.\text{m}^{-3}$; $\text{IWC}=100 \text{ mg.m}^{-3}$; $\nu=2$) en fonction du pré-facteur α de la loi puissance des agrégats).

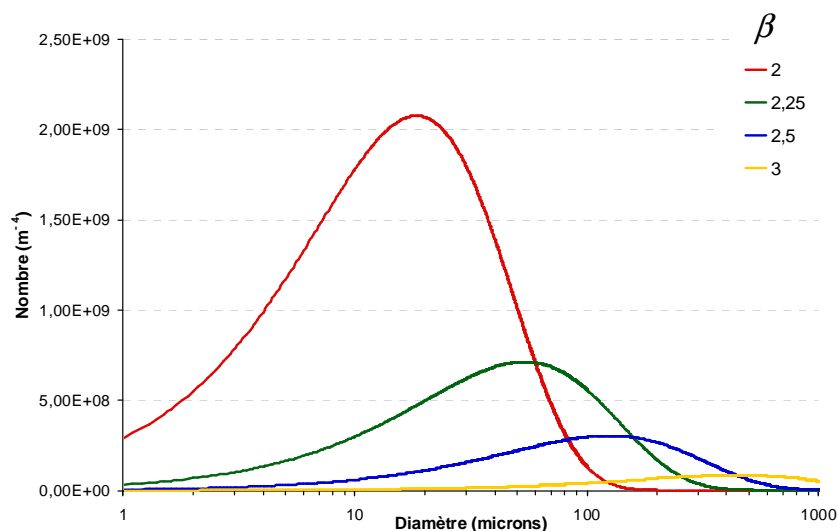


Figure 3.14: Évolution du spectre dimensionnel d'une population de cristaux de glace ($N_i=10^5 \cdot \text{m}^{-3}$; $\text{IWC}=100 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3}$; $\nu = 2$) en fonction de la puissance β .

On peut voir grâce à ces figures que les paramètres : α , β , ν et IWC sont très importants dans la représentation finale des PSDs ; c'est pourquoi l'utilisateur peut librement modifier α , β et ν en début de simulation en utilisant par exemple les résultats de mesures microphysiques *in situ*.

Il faut noter que selon le type d'hydrométéores que l'on considère, différentes contraintes sur le diamètre caractéristique de la distribution en taille (*PSD Particle Size Distribution*) sont appliquées afin d'éviter certaines valeurs aberrantes (incohérences dans le modèle). Par exemple, dans l'atmosphère l'eau nuageuse a une vitesse de chute quasiment négligeable étant donnée la taille des gouttelettes d'eau (quelques dizaines de micromètres), donc il est important de fixer une limite supérieure à la classe « Eau nuageuse ». Ainsi, le diamètre caractéristique d'une distribution de gouttelettes d'eau nuageuse ne pourra pas dépasser le seuil de $40 \mu\text{m}$; dans le cas contraire, un réajustement du diamètre est effectué et la concentration est recalculée. De même, la principale différence entre la classe « Pristine » et la classe « Neige » ne se résume qu'à une histoire de taille caractéristique, une population de pristine dans RAMS ne peut pas avoir un diamètre caractéristique supérieur à $120 \mu\text{m}$. Dans le cas contraire, une partie de la population de la classe « Pristine » passe dans la classe « Neige » jusqu'à atteindre $D_c = 120 \mu\text{m}$; et inversement si le D_c de la distribution de la classe « Neige » passe sous le seuil de $120 \mu\text{m}$.

3.3 COUPLAGE DES SIMULATEURS : RADAR, LIDAR ET RADIOMETRE IR AVEC LA MICROPHYSIQUE

3.3.1 Simulateur radar

Dans le chapitre 2, le radar ainsi que le calcul de la réflectivité ont été présentés. Comme il a été dit, le calcul de la réflectivité à 95 GHz nécessite d'appliquer la théorie de Mie qui n'est valable que pour des sphères liquides ou solides, or dans la nature la phase liquide peut être considérée comme sphérique mais comme on l'a vu précédemment, pour les cristaux de glace cette hypothèse n'est pas réaliste car l'exposant de la loi masse-diamètre $\beta \neq 3$ (**Tableau 3.2**), excepté pour les graupels, la grêle et la phase liquide. Il va donc être nécessaire de prendre en compte cette hypothèse de sphéricité dans le calcul des réflectivités équivalentes.

Donovan et al. (2004) ont réalisé une étude comparative sur des formes simples de cristaux entre les réflectivités calculées avec la méthode DDA (*Discrete-Dipole Approximation*) développée par *Draine et Flatau (1994)* et les réflectivités de Mie calculées à l'aide de différents diamètres caractéristiques (diamètre effectif, diamètre équivalent en volume, diamètre équivalent en surface projetée, diamètre maximal, etc...). Une partie des résultats de ce papier est représentée sur la **Figure 3.15** où l'on voit que, selon la forme du cristal, la méthode optimale n'est pas la même. Par exemple, dans le cas des plaques ou des colonnes, c'est le diamètre équivalent en surface projeté qui donne le meilleur résultat, alors que pour des étoiles plus ou moins givrées, c'est la particule sphérique de même volume qui se rapproche le plus du calcul réalisé avec la DDA.

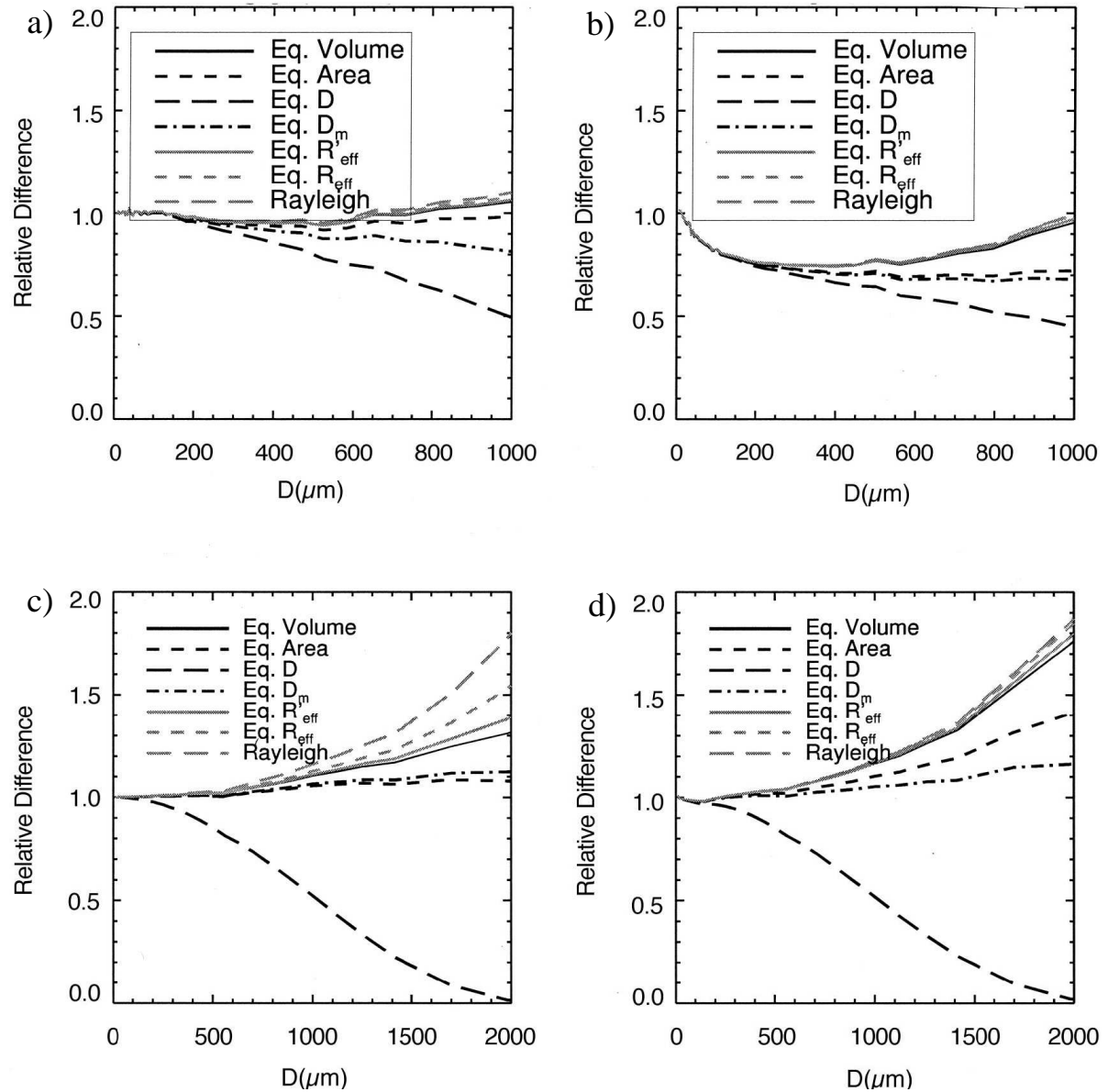


Figure 3.15: Écart relatif entre les réflectivités calculées avec la méthode DDA et celles calculées avec la théorie de Mie, pour des particules de glace sphériques équivalentes suivant différentes hypothèses (sphère équivalente en volume, en surface, ...) pour a) des colonnes, b) des plaques, c) des étoiles d) des étoiles givrées ; d'après *Donovan et al. (2004)*.

Dans notre cas, nous travaillons avec une sphère de dimension moyenne équivalente à celle du cristal et de même masse (représenté par "Eq. D_m " sur la **Figure 3.15**) qui est une hypothèse satisfaisante (offrant un bon compromis) dans la plupart des cas. Par conséquent, afin de rester homogène en ce qui concerne les propriétés physiques des particules et notamment la conservation de la masse, il faut considérer cette sphère non pas comme de la glace pure, mais comme un mélange glace-air, c'est-à-dire possédant une masse volumique

inférieure à celle de la glace pure (*Donovan et al., 2004*). On calcule donc pour chaque diamètre de chaque hydrométéore une masse volumique équivalente :

$$\rho_{eq} = \frac{Masse}{Volume} = \frac{\alpha.D^\beta}{\frac{1}{6}\pi.D^3} = \frac{6.\alpha}{\pi}.D^{\beta-3} \quad (3.22)$$

Par conséquent, l'indice de réfraction complexe du mélange glace-air est différent de celui de la glace pure et donc une correction de la constante diélectrique est nécessaire.

Pour cela on va modifier la constante diélectrique de la glace pure en fonction de la fraction de glace F ($F = \frac{\rho_{eq}}{\rho_i}$) présente dans le cristal (*Atlas et al., 1953 ; Matrosov, 1992*), en

introduisant une permittivité relative effective (du mélange glace-air) qui est définie telle que:

$$\varepsilon_{f,i} \approx \frac{2.F.|K_i|+1}{1-F|K_i|} \quad (3.23)$$

En remplaçant cette permittivité relative effective dans la relation donnant la constante diélectrique en fonction de la permittivité relative (**Eq. 2.15**), on arrive à une expression simple de la forme:

$$|K_{f,i}| \approx F.|K_i| \quad (3.24)$$

Cette méthode est appliquée sur toutes les espèces d'hydrométéores glacés, la **Figure 3.16** présente les sections de rétrodiffusion calculées avec la théorie de Mie pour chaque type d'hydrométéores.

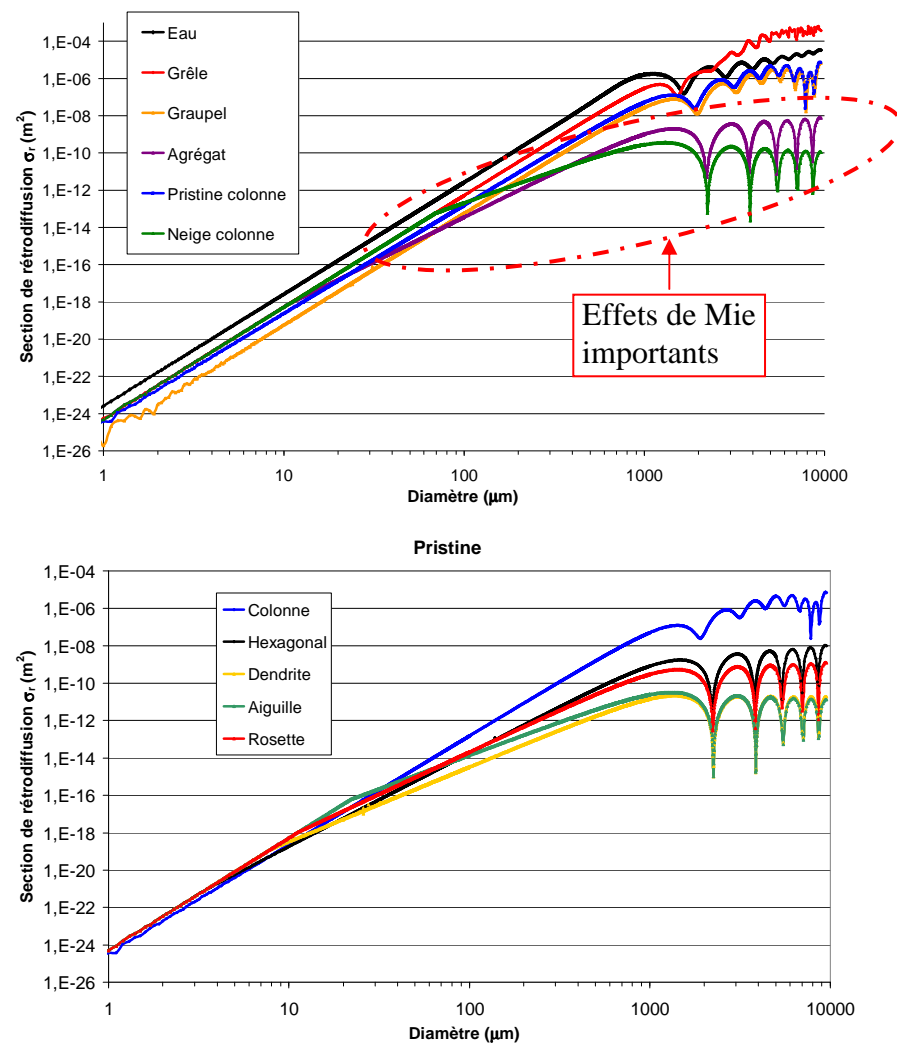


Figure 3.16: Sections de rétrodiffusion à 95 GHz des différents hydrométéores pris en compte par le modèle, le graphique situé en bas correspond aux 5 formes de pristine possible.

Sur cette figure on peut différencier deux tendances concernant les effets de Mie :

- *Eau, grêle, graupel et pristine colonne* font partie d'une zone où les effets de résonance de Mie n'apparaissent que pour des diamètres de l'ordre de 600 μm .
- Les autres particules ont des effets de Mie légèrement plus marqués, et surtout leur section de rétrodiffusion est plus faible à cause des effets de la masse volumique équivalente sur les propriétés optiques (indice de réfraction complexe). Ainsi, les variations dues à cet effet de densité apparaissent dès quelques dizaines de micromètres pour les différentes formes des classes « Neige » et « Pristine » (hormis la pristine colonne) ainsi que pour les agrégats. Plus les particules ont une densité équivalente proche de celle de la glace pure moins les effets de densité sont importants.

De même, lors du calcul de la réflectivité équivalente dans l'approximation de Rayleigh il va falloir prendre en compte cet effet dû à la densité en introduisant la constante diélectrique effective $|K_{f,i}|^2$ telle que:

$$z_{e,i} = 10^{18} \frac{|K_{f,i}|^2}{|K_w|_{ref}^2} . D^6 = 10^{18} F^2 \cdot \frac{|K_i|^2}{|K_w|_{ref}^2} . D^6 = 10^{18} \left(\frac{\rho_{eq}}{\rho_i} \right)^2 \frac{|K_i|^2}{|K_w|_{ref}^2} . D^6 \quad (3.25)$$

3.3.1.1 Prise en compte de l'atténuation

Dans un cas réel, les particules de glace et d'eau peuvent atténuer le signal (perte d'énergie le long du trajet), donc il est très important d'en tenir compte, si l'on désire rester proche de la réalité et faire des comparaisons réalistes avec les mesures. Le phénomène d'atténuation du signal (aussi appelé extinction) est en fait la somme des coefficients d'absorption et de diffusion. *Gosset et Sauvageot (1991)* définissent le facteur d'atténuation (*one-way attenuation coefficient*) en fonction de la section d'extinction, tel que :

$$A_{(m-1)} = \int_0^{D_{\max}} \sigma_{ext}(D).n(D).dD \quad (3.26)$$

L'atténuation est l'intégration du facteur d'atténuation le long du trajet aller-retour entre le récepteur et le volume échantillonné.

En général, la perte d'énergie du signal dP_R lors d'un trajet aller-retour (multiplication par 2) à une distance R s'écrit :

$$dP_R = -2.A.P_R.dR \quad (3.27)$$

En intégrant cette relation, on arrive à :

$$z = z_0 \exp^{-2 \int_0^R A dR} \quad (3.28)$$

L'indice 0 correspondant au signal reçu sans atténuation.

Pour passer ensuite au facteur de réflectivité en décibel, on applique la **relation 2.6** :

$$\begin{aligned} 10\log(z) &= 10\log(z_0) + 10\log\left(\exp^{-2 \int_0^R A dR}\right) \\ \Leftrightarrow Z &= Z_0 + 10 \frac{\ln\left(\exp^{-2 \int_0^R A dR}\right)}{\ln 10} \\ \Leftrightarrow Z &= Z_0 - 8.68 \int_0^R A dR \quad (3.29) \end{aligned}$$

Pour exprimer simplement le facteur d'atténuation en dB.m^{-1} il suffit donc de multiplier la

relation 3.26 par le facteur $\frac{10}{\ln 10} = 4,34$: $A_{(\text{dB.m}^{-1})} = 4,34. \int_0^{D_{\max}} \sigma_{ext}(D).n(D).dD \quad (3.30)$

Finalement, le facteur de réflectivité atténué s'exprime tel que :

$$Z_{\text{dBZ}} = 10.\text{Log}(z_{\text{mm}^6.\text{m}^{-3}}) - 8,68. \int_0^R \left(\int_0^{D_{\max}} \sigma_{ext}(D).n(D).dD \right).dR \quad (3.31)$$

Pour cela, nous devons calculer une section d'extinction pour les hydrométéores toujours selon la théorie de Mie. La **Figure 3.17** présente les sections efficaces d'extinctions obtenues pour les hydrométéores présentés précédemment :

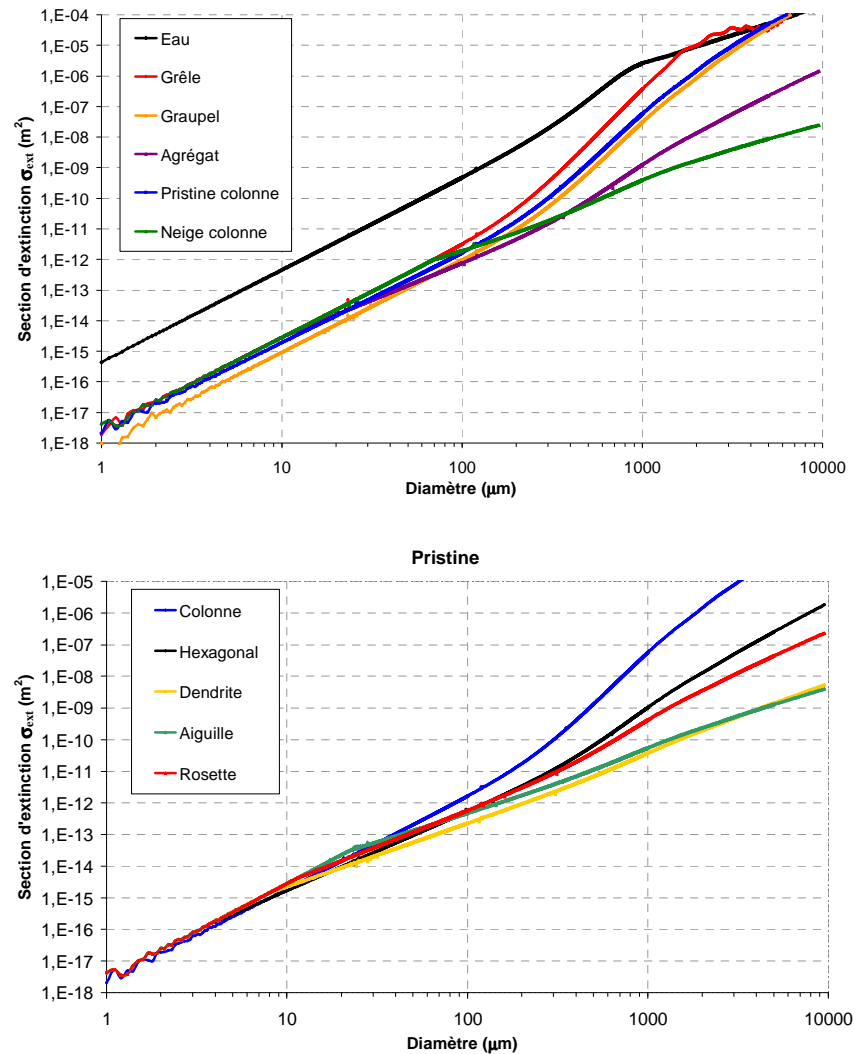


Figure 3.17: Représentation de la section efficace d'extinction pour chacune des espèces d'hydrométéores définies dans BRAMS selon la théorie de Mie et les hypothèses présentées.

Il faut noter dans ce cas aussi, que la physique est bien représentée, car l'eau possède une section efficace d'extinction supérieure à toutes les espèces de glace.

3.3.1.2 Vitesse Doppler

La vitesse Doppler représente la vitesse de chute apparente des hydrométéores. Pour la calculer à l'intérieur du modèle en visée verticale, il faut donc considérer la vitesse de chute (de sédimentation) ainsi que la vitesse verticale de l'air environnant (notée W).

Comme il a été dit précédemment les vitesses de chute des hydrométéores dans BRAMS sont calculées à l'aide de lois puissance de la forme: $V_t = \gamma \cdot D^\delta$. Ces vitesses de chute sont ensuite

corrigées d'un facteur $\left(\frac{\rho_0}{\rho_{air}}\right)^{0.4}$ (*Foote and du Toit, 1969* ; avec $\rho_0 = 1.184 \text{ kg.m}^{-3}$, la masse volumique de l'air au sol aux conditions normales de température et de pression), afin de prendre en compte les variations de la densité de l'air (car plus elle est dense, plus les hydrométéores chutent rapidement). On arrive ainsi à l'expression :

$$V_t = \gamma \cdot D^\delta \left(\frac{\rho_0}{\rho_{air}}\right)^{0.4} \quad (3.32)$$

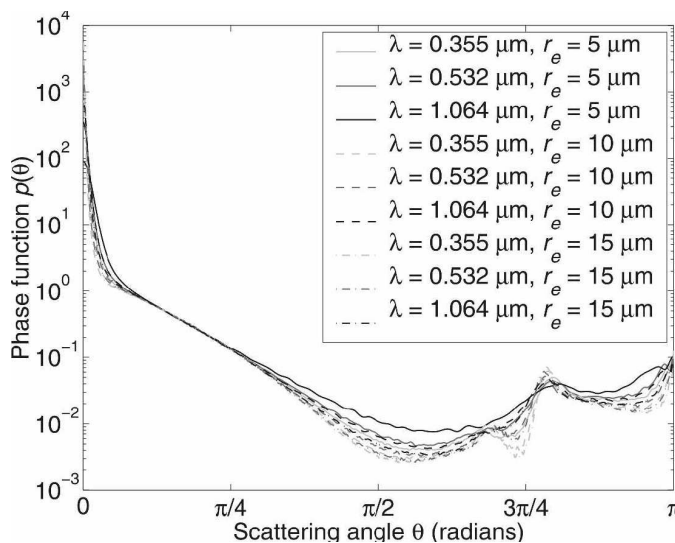
En prenant comme convention que la vitesse Doppler est positive quand la cible s'éloigne, la vitesse de chute des hydrométéores doit être négative.

Pour une population d'hydrométéores, le module de la vitesse doppler est calculée en pondérant la vitesse de chute par la réflectivité (*reflectivity-weighted*) telle que :

$$V_{dop} = W - \frac{\int_0^{D_{max}} V_t(D, \rho_{air}) \cdot \sigma_r(D, \rho_{eq}) \cdot n(D) \cdot dD}{\int_0^{D_{max}} \sigma_r(D, \rho_{eq}) \cdot n(D) \cdot dD} \quad (3.33)$$

3.3.2 Simulateur Lidar

Le coefficient de rétrodiffusion atténué: $\beta(\lambda, z) = \beta_0(\lambda, z) \cdot e^{-2 \int_0^z \alpha(\lambda, z) \cdot dz}$ est calculé grâce au code « Fast lidar forward model » développé par Hogan (2006). Cette méthode prend en compte les effets très importants de la diffusion multiple sur le signal lidar en faisant l'approximation des petits angles (plus connue sous le nom de *quasi-small angle approximation*) qui considère que la population de photons reçus par le lidar est principalement dominée par des photons qui ont pu être diffusés de multiples fois vers l'avant pendant leur trajet aller-retour suivant de petits angles, mais une seule fois vers l'arrière (rétrodiffusion). La **Figure 3.18** présente la fonction de phase de diffusion $P(\theta)$ de différentes populations de gouttelettes d'eau et montre que dans le cas des hydrométéores ($r_e > 5 \mu m$), cette hypothèse est valable car une très grande partie de la diffusion se fait vers l'avant autour de $\theta = 0$. Cette hypothèse n'est donc valable que lorsque la longueur d'onde est inférieure à la taille des particules ciblées (régime de Mie), ce qui est le cas lorsqu'on simule le signal lidar à $\lambda = 532 \text{ nm}$. En considérant cette approximation, la méthode de la variance-covariance des photons (*PVC Photons Variance-Covariance method*) est utilisée pour représenter, à chaque porte lidar, la population de photons diffusés vers l'avant (autour de $\theta = 0$) en considérant tous les ordres de diffusion (simple, double, triple, ...n). Cet algorithme possède l'énorme avantage de calculer le coefficient de rétrodiffusion atténué de façon rapide et précise (Hogan 2008; Hogan et al., 2008), comparé à des méthodes plus complexes qui auraient pu être utilisées, notamment le calcul avec la méthode Monté Carlo.



Le couplage du code de *Hogan (2006)* avec la microphysique du modèle est relativement simple. Ce code nécessite en entrée les différents paramètres caractéristiques du télescope considéré (ouverture, divergence du laser, altitude) ainsi que les profils verticaux du coefficient d'extinction ($\alpha(z)$ en m^{-1}), du rapport lidar ($LR_{(z)} = \frac{\alpha_{(z)}}{\beta_{(z)}}$ en sr), le rayon de la surface équivalente de la distribution ($r_{eq}(z)$ en m) afin de calculer la contribution particulaire. De plus, le signal moléculaire est calculé selon *Collis and Russel (1976)* en fonction uniquement de la température et de la pression atmosphérique telle que :

$$\beta_{mol}(z) = 10^{-32} \cdot \frac{P(z)}{k_b \cdot T(z)} \cdot 5,45 \left(\frac{\lambda_{(\mu m)}}{0,55} \right)^{-4,09} \quad (3.34)$$

Avec : $P(z)$ la pression (Pa) à l'altitude z

$T(z)$ la température (K) à l'altitude z

k_b la constante de Boltzmann (J.K^{-1})

L'extinction moléculaire $\alpha_{mol}(z)$ est ensuite déduite de ce calcul par la relation :

$$\alpha_{mol}(z) = \frac{8 \cdot \pi}{3} \beta_{mol}(z) \quad (3.35)$$

Par la suite, le simulateur Lidar ne sera pas utilisé étant donné que les épaisseurs optiques associées aux MCSs sont trop grandes pour permettre une bonne exploitation du signal.

3.3.3 Simulateur Radiomètre Infrarouge

Le code de transfert radiatif FASDOM (*FASt Dicrete Ordinate Method* : Dubuisson *et al.*, 2005) utilisé dans notre étude est basé sur la résolution de l'équation du transfert radiatif, dans le cas d'une atmosphère absorbante et diffusante (**Eq. 2.35**), à l'aide de la méthode des ordonnées discrètes (DOM) qui prend en compte les processus d'émission, d'absorption et de diffusion. Cette méthode décompose la fonction de phase en une série de N polynômes de Legendre et l'intensité de la fonction source en séries de Fourier ; ainsi la résolution de l'équation du transfert radiatif dans chaque couche atmosphérique $d\tau$ peut être réalisée par l'intermédiaire d'un système de N équations différentielles indépendantes (Stamnes *et al.*, 1988). De plus, FASDOM utilise le code DISORT (*DIScrete Ordinates Radiative Transfer code* : Stamnes *et al.*, 1988) pour la prise en compte des effets de la diffusion multiple sur le résultat final.

FASDOM a donc été couplé à la microphysique du modèle pour simuler les températures de brillance des nuages dans trois bandes spectrales centrées à 8.7, 10.6 et 12 μm (notées par la suite $\text{BT}_{8.7\mu\text{m}}$, $\text{BT}_{10.6\mu\text{m}}$ et $\text{BT}_{12\mu\text{m}}$) correspondant notamment aux canaux du radiomètre IIR (*Imaging Infrared Radiometer*) à bord du satellite CALIPSO (*Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation*), de MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) embarqué sur les satellites Aqua et Terra et du radiomètre SEVIRI (*Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager*) à bord de MSG (*Meteosat Second Generation*). L'utilisation des canaux centrés à 10.6 et 12 μm permet par comparaison des températures de brillances ($\text{BTD}_{(10.6-12\mu\text{m})}$ *Brightness Temperature Difference*) de déterminer le diamètre effectif des particules (Inoue, 1987; Parol *et al.*, 1991; Giraud *et al.*, 1997, 2001) grâce à la variation du coefficient d'extinction qui possède un minimum vers 10.6 μm prononcé pour les petites particules (Yang *et al.*, 2005; Baum *et al.*, 2007). De plus l'utilisation du troisième canal centré à 8.7 μm permet de contraindre encore plus fortement les restitutions de part sa forte sensibilité au phénomène de diffusion (Ackerman *et al.*, 1990). Dubuisson *et al.* (2008) ont réalisé différents tests de sensibilités sur les températures de brillance calculées par FASDOM en utilisant ces trois bandes spectrales. Une partie de ces résultats est illustré sur la **Figure 3.19** qui représente la variation de la différence de température de brillance entre les canaux à 8.7 et 12 μm (notée $\text{BTD}_{(8.7-12\mu\text{m})}$) en fonction de la température de brillance à 12 μm ($\text{BT}_{12\mu\text{m}}$) pour un cirrus homogène de 1km d'épaisseur selon différentes hypothèses sur le diamètre effectif et la forme des cristaux. Ce cirrus est

situé entre 9 et 10 km d'altitude (237-243 K) au niveau des tropiques (profils thermodynamiques de *McClatchey et al.*, 1972), la température du sol est fixée à 299.7 K et l'émissivité de surface est considérée comme étant égale à 1. On peut voir que sur ce genre de représentation, les courbes obtenues sont en forme d'arches (*Inoue*, 1985) qui convergent pour deux cas:

- Le cas d'un ciel clair: épaisseur optique $\tau \rightarrow 0$

La température de brillance tend vers la température du sol (ici 292 K)

- Le cas d'un nuage opaque: épaisseur optique $\tau > 20$

La température de brillance correspond à la température du sommet du nuage (236 K)

On remarque que selon le diamètre effectif considéré, la différence de température de brillance est très variable avec un maximum ($BTD_{(8.7-12\mu m)} > 25K$) correspondant aux plus petites particules ($D_{eff} = 5 \mu m$). La forme a aussi une grande importance car elle peut faire varier la $BTD_{(8.7-12\mu m)}$ jusqu'à $\pm 5K$ selon que l'on considère des sphères, des agrégats ou des plaques par exemple. Ces différents tests ont permis de quantifier à environ $\pm 25\%$ l'importance de la forme des cristaux considérés sur la restitution des diamètres effectifs et des contenus contenus intégrés.

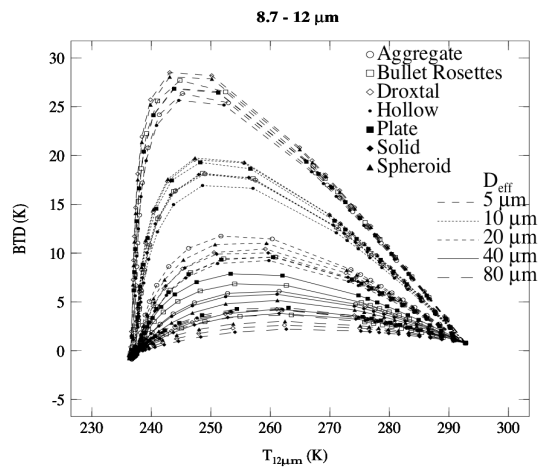


Figure 3.19: Évolution de la différence de température de brillance entre les canaux à 8.7 et 12 μm en fonction de la température de brillance à 12 μm pour un cirrus selon différentes formes et différents diamètres effectifs considérés (*Dubuisson et al.* (2008)).

Il est donc primordial, dans le cas d'un simulateur de température de brillance d'avoir un schéma microphysique à deux moments afin de réduire au maximum les hypothèses faites sur la distribution en taille. La **Figure 3.20** illustre l'importance de l'utilisation d'un second moment pour la description de la distribution en taille. En effet, pour un contenu en glace fixé (ici 0.03 kg.m^{-2}), si l'on fait une mauvaise hypothèse sur le diamètre effectif (fixé a priori dans un schéma à 1 moment), l'erreur sur la température de brillance calculée peut être très importante (de l'ordre de 40K dans l'exemple), alors que si le diamètre effectif est correctement prédit par le schéma microphysique, l'erreur en terme de température de brillance est fortement diminuée ($\Delta T = 10\text{K}$), et ne dépend plus que de la forme du cristal.

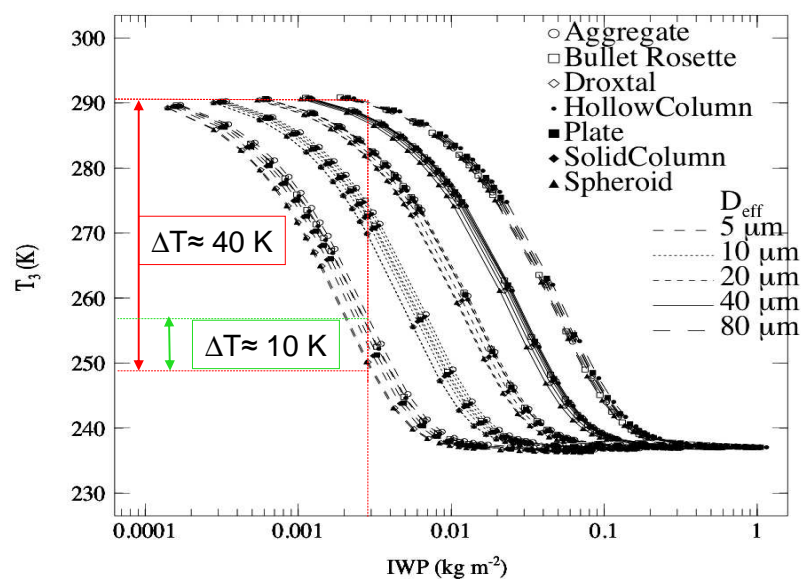


Figure 3.20 : Test de sensibilité de la température de brillance à $12 \mu\text{m}$ calculée par FASDOM en fonction du contenu total en glace pour différentes formes et différents diamètres effectifs Dubuisson et al. (2008).

Dans le modèle, FASDOM nécessite en entrée:

- les conditions initiales: température et émissivité du sol (T_s, ϵ_s)
- les profils verticaux de température, de pression ainsi que de concentration en vapeur d'eau.
- les profils verticaux des propriétés optiques moyennes de l'atmosphère (nuages):
 - Albédo de diffusion simple (ω_0).
 - Facteur d'asymétrie (g) correspondant à l'angle moyen de diffusion.
 - Epaisseur optique (τ).

Ces propriétés optiques sont extraites des valeurs pré-calculées avec la théorie de Mie par *Yang et al. (2005)* pour différentes formes et diamètres effectifs de cristaux (**Figure 3.21**).

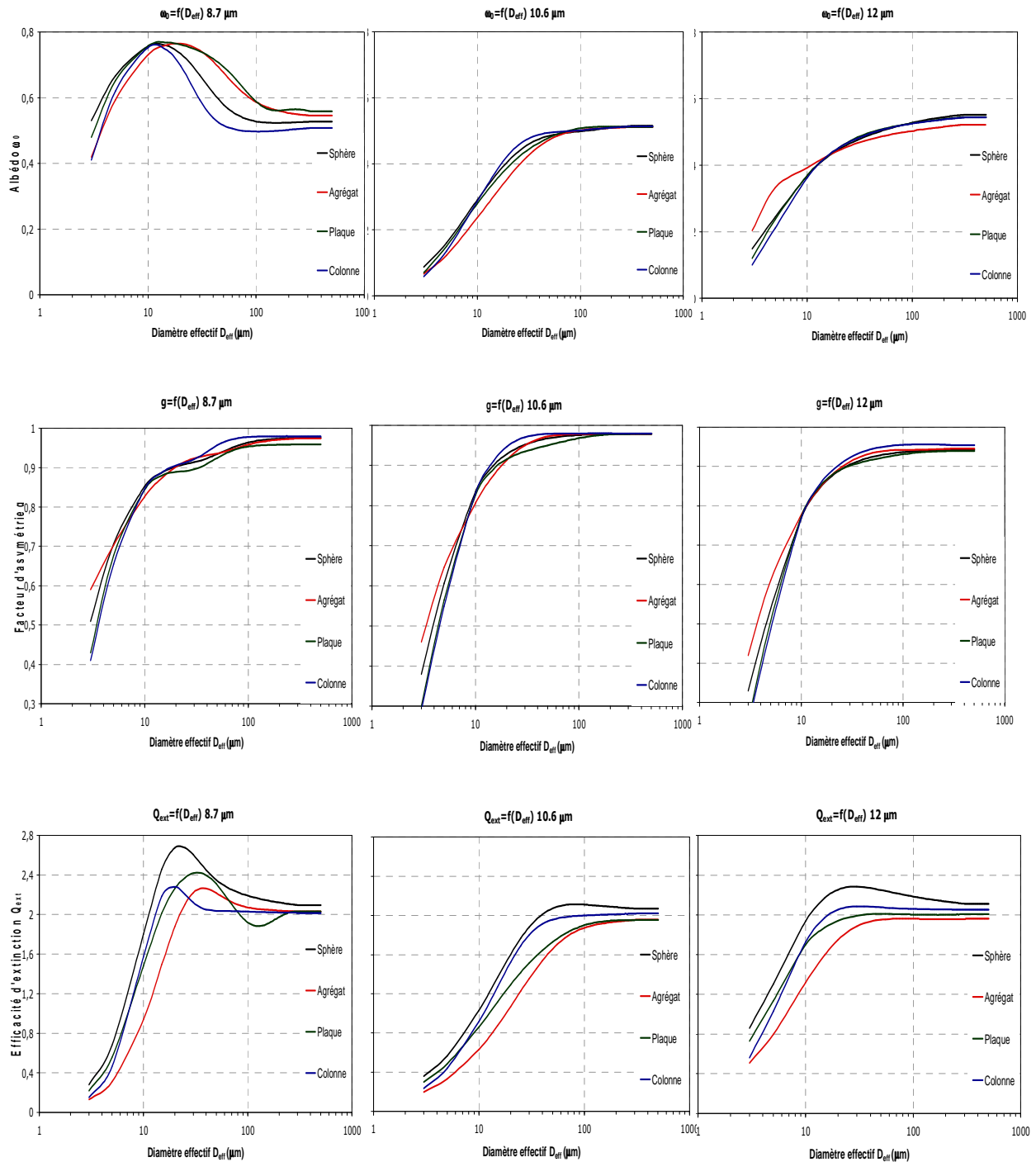


Figure 3.21: Figure représentant l'évolution des propriétés optiques des cristaux (avec de haut en bas: albédo de diffusion simple ω_0 , facteur d'asymétrie g et efficacité d'extinction Q_{ext}) selon les trois canaux IR considérés (de gauche à droite: 8.7, 10.6 et 12 μm)

3.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les outils numériques utilisés lors de cette étude : le modèle numérique BRAMS et les différents simulateurs d'instruments. La mise en place de ces simulateurs a été réalisée selon différentes approches. En effet, le simulateur radar a été entièrement codé en FORTRAN 90 à partir d'un simple code de Mie ; alors que les simulateurs lidar et radiomètre ont été réalisés en couplant la microphysique du modèle à des codes pré-existants : code de diffusion multiple pour le calcul de la rétrodiffusion lidar et code de transfert radiatif pour le calcul des températures de brillance.

Tous ces modèles, le BRAMS et les simulateurs (radar, lidar et radiomètres IR) vont permettre de mieux comprendre et analyser l'aspect méso-échelle du MCS étudié, c'est-à-dire sa trajectoire, sa durée de vie, la localisation des cellules nuageuses, la discrimination entre les parties convectives et stratiformes (**chapitre 4**),.... Ensuite, les résultats microphysiques obtenus à partir du BRAMS et des simulateurs vont permettre d'étudier les signatures microphysiques du système convectif et de l'enclume du système, ainsi que le comportement des différentes classes d'hydrométéores, les processus microphysiques prépondérant....(**chapitre 5**).

CHAPITRE 4 RESULTATS

Chapitre 4 Résultats	
4.1 Simulation du cas d'étude.....	104
4.1.1 Protocole de simulation.....	105
4.1.2 Test sur la fermeture du schéma convectif.....	109
4.1.3 Test avec la microphysique à 1 moment	113
4.2 Validation de la simulation.....	114
4.2.1 Validation de la dynamique à grande échelle	114
4.2.2 Validation des conditions locales.....	115
4.2.3 Tests statistiques sur la dynamique	116
4.2.4 Comparaison des champs de température de brillance	120
4.3 Méthode de classification des différents régimes du MCS	123
4.3.1 Classification avec le radar Doppler en bande C	123
4.3.2 Classification avec les températures de brillance SEVIRI.....	127
4.4 Conclusion	133

4.1 SIMULATION DU CAS D'ETUDE

Le MCS observé entre le 7 et le 9 septembre 2006 à Niamey (Niger), durant la SOP2A3 (voir **Chapitre 1**), fait l'objet de notre cas d'étude. C'est l'un des plus intenses observés durant la campagne AMMA et la majorité des observations *in situ* et de télédétection a pu être exploitée. Il présente les caractéristiques classiques de ce type de système : cellules nuageuses alimentées par flux de mousson, déplacement d'est en ouest et dissipation à l'ouest de Niamey sur le Burkina-Faso.

La simulation de ce type de MCS par un modèle à méso échelle est un exercice relativement délicat, car toutes les échelles interagissent entre elles et doivent être prises en compte :

- la grande échelle, à l'intérieur de laquelle de nombreuses circulations se développent (flux de mousson et d'Harmattan, AEJ, courants jets (TEJ et JOST), ...).
- la méso-échelle qui représente plus la dynamique du MCS. *Orlanski (1975)* a subdivisé la méso-échelle en plusieurs sous classes :
 - méso-alpha (200-2000 km) pour des systèmes convectifs tels que les lignes de grains, les MCS.
 - méso-beta (20-200 km) pour la convection localisée à l'aval du front de mousson (ZCIT), les fronts de rafales, la brise de pente, de vallée.
 - méso-gamma (2-20 km) pour les courants de densité, la convection locale, les effets dus aux hétérogénéités de surface.
- L'échelle de la cellule nuageuse elle-même, où l'on peut expliciter finement les processus, en particulier la microphysique (**Chapitre 5**).
-

Afin de prendre en compte cette hiérarchie d'échelles, des simulations à grilles imbriquées ont été effectuées. Comme nous allons utiliser un certain nombre de paramétrisations (**Chapitre 3**), il est nécessaire, dans un premier temps, de réaliser des tests de sensibilité (notamment les fermetures du schéma convectif et le choix du schéma microphysique), afin de représenter au mieux le MCS (cycle de vie, position géographique, organisation spatiale des cellules convectives), et ensuite de vérifier comment sont reproduits les différentes circulations ainsi que les différents champs météorologiques par des validations modèle/mesures.

4.1.1 Protocole de simulation

4.1.1.1 Caractéristiques des différentes grilles

Dans le cadre de ce travail, et afin de résoudre l'ensemble des sous classes de la méso-échelle décrites précédemment, les simulations ont été réalisées en utilisant deux à trois grilles imbriquées présentant les caractéristiques suivantes :

	Grille 1	Grille 2	Grille 3
Nombre de points $n_x * n_y * n_z$	133*109*34	207*207*34	207*207*115
Résolution horizontale	25 km	5 km	1 km
Résolution verticale	[500–1000]m (facteur d'étirement : 1,1)	[500–1000]m (facteur d'étirement : 1,1)	[100-1000] m (facteur d'étirement variable, résolution maximale (100 m) entre 10 et 15 km d'altitude)
Position du centre	(10°N; 5°E)	(11°N; 5°E)	(13,5°N; 2,2°E)

Tableau 4.1 : Caractéristiques des trois grilles imbriquées utilisées pour les simulations.

Cette configuration a été choisie car la Grille 1 couvre une zone géographique importante ($3300 \times 2700 \text{ km}^2$), ce qui permet de représenter l'ensemble des différentes circulations à grande échelle (flux de mousson, d'Harmattan, ...). La Grille 2 décrit le développement spatial du MCS (structure, localisation des différentes cellules, étalement de l'enclume, ...) sur une superficie de $1000 \times 1000 \text{ km}^2$ dans la région de Niamey (**Figure 4.1**) et la Grille 3 montre les différentes parties du MCS avec une importante résolution spatiale. La **Figure 4.1** présente les positions géographiques ainsi que la topographie utilisée en entrée dans le modèle pour les trois grilles imbriquées.

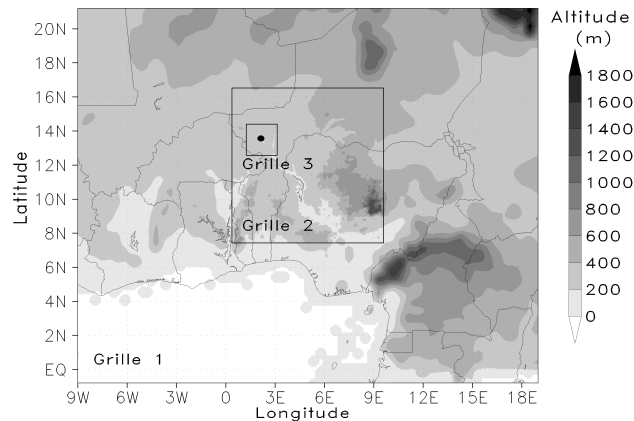


Figure 4.1 : Représentation de la topographie utilisée en entrée de BRAMS pour les trois grilles imbriquées : Grille 1, Grille 2 et Grille 3. Le point sur la figure représente la ville de Niamey.

4.1.1.2 Etat initial de l'atmosphère

Les conditions initiales de l'atmosphère (P, T, RH, U, V), à l'instant t_0 , sont données par les réanalyses du modèle du centre européen (*CEPMMT Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme*) qui ont été réalisées en utilisant un grand nombre des radiosondages effectués pendant la campagne AMMA (*Agustí-Panareda et al., 2010*). Ces données ont une résolution horizontale de 0.5° et sont réparties sur 15 niveaux de pression (de 1000→10 hPa).

L'initialisation des simulations est faite le 7 septembre à 0000 UTC, et un forçage aux limites de la Grille 1 est réalisé toutes les six heures avec les données de centre européen. Etant donné la stratégie de simulation, la Grille 3 est utile uniquement lorsque le MCS est dans les environs de Niamey, c'est pourquoi elle n'a été introduite qu'à partir du 8 septembre à 0000 UTC.

4.1.1.3 Etat initial de la surface

Pour initialiser les conditions de surface, plusieurs bases de données (mesures in situ, satellite, modèles) ont été utilisées afin de représenter l'hétérogénéité des surfaces continentales et océaniques :

- Type de végétation : basé sur les données de l'AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) avec une résolution de 1 km ; fourni par l'USGS (*United States Geological Survey*).

- Humidité du sol : 2 bases de données disponibles ; GPCP (*Global Precipitation Climatology Project*) à 1° de résolution ou GPNR à 0.25° de résolution. Ces deux bases de données fournissent l'humidité dans huit couches de sol.
- Texture du sol : issue des données de la FAO (*Food and Agriculture Organization of the United Nations*) à 4 km de résolution
- Température de la mer : SST (*Sea Surface Temperature*) basée sur des mesures in situ et satellitaires (notamment AVHRR) avec une résolution spatiale de 1° et une résolution temporelle de 1 semaine.
- Index de végétation : données NDVI (*Normalized Difference Vegetation Index*) fournies par MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) à 1 km de résolution.

4.1.1.4 Paramétrisations

Etant donné la problématique de cette étude, le but est de simuler au mieux la formation et le cycle de vie d'un système convectif à méso-échelle. De ce fait, certaines hypothèses faites dans plusieurs paramétrisations disponibles dans le modèle sont obsolètes et la plupart du temps nous avons choisi les options optimales. Par exemple, afin de simuler un MCS, la prise en compte des interactions entre les hydrométéores et les processus radiatifs est indispensable, donc les hypothèses faites dans les paramétrisations de *Marher et Pielke (1977)* ou encore de *Chen et Cotton (1983)*, qui considèrent dans le premier cas une atmosphère sans nuage et dans l'autre que tous les hydrométéores sont en phase liquide, ne sont pas adaptées.

Les différentes paramétrisations utilisées pour la simulation du cas d'étude sont présentées ci-dessous :

- Le **schéma radiatif** utilisé est celui de *Harrington (1997)*. Il s'agit d'un schéma à 2 flux qui prend en compte les interactions du rayonnement solaire et terrestre avec l'ensemble des hydrométéores (vapeur d'eau comprise).
- La **convection profonde** pour les échelles horizontales supérieures à 5km est paramétrisée avec le schéma de *Grell (1993)*. Celui-ci fait l'hypothèse d'une convection à deux flux de masse : ascendant et descendant ne pouvant interagir avec l'environnement (par entraînement ou déentraînement) qu'à la base et au sommet de leur mouvement de circulation. Les niveaux de déclenchement de ces deux circulations étant déterminés à partir des minima et maxima de l'énergie statique humide de l'atmosphère. (**Figure 4.2**).

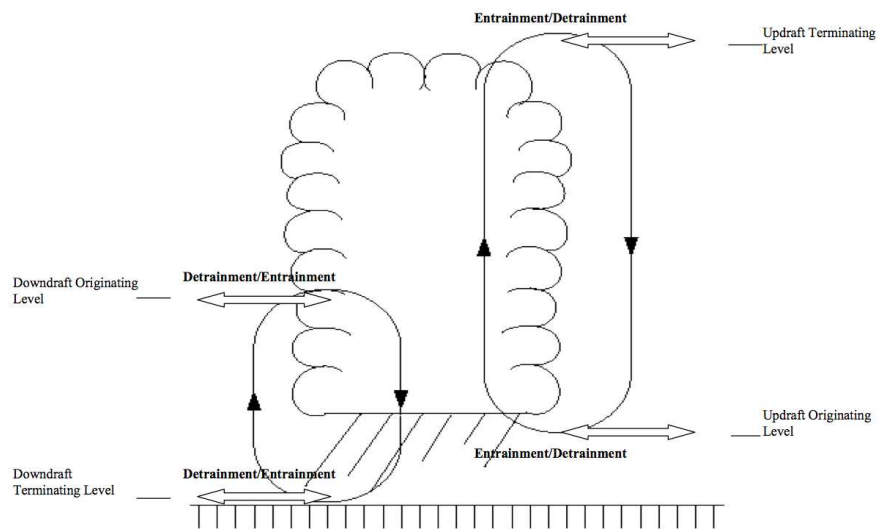


Figure 4.2: Représentation de la circulation des flux de masse ascendant et descendant dans le schéma de convection profonde de Grell (1993). Les niveaux de déclenchement (originating levels) des flux de masse ascendant et descendant sont donnés par les niveaux correspondant respectivement à l'énergie statique humide maximale et minimale.

Ce schéma convectif offre la possibilité d'utiliser différentes fermetures : GR (*Grell, 1993 ; Grell et al., 1994*) ; AS (*Arakawa et Schubert, 1974*) ; LO (Low level Omega ; *Franck et Cohen, 1987*) ; MC (Moisture Convergence ; *Kuo, 1974*) ; SC (*Kain et Fritsch, 1990*) ; EN (Ensemble ; *Grell et Devenyi, 2002*), qui sont choisis a priori, en fonction de leur capacité à reproduire au mieux la convection à simuler.

- Pour la **convection restreinte**, le schéma utilisé est celui de *Grell et al. (1994)* qui considère dans ce cas un seul flux montant pouvant interagir fortement avec l'environnement le long de la colonne convective.

Remarque : Pour les échelles inférieures au kilomètre, la convection est calculée de façon explicite (modèle de nuage).

- La **turbulence** est paramétrisée selon le schéma de Mellor-Yamada (TKE *Turbulent Kinetic Energy ; Mellor and Yamada, 1982*).

- La paramétrisation de la **surface** considère trois grands types de sol : sol nu (sable, terre, argile...), sol possédant un couvert végétal (forêt, herbe, toundra...) et l'eau (océan, lac). Pour chaque type de sol considéré, le modèle LEAF-3 (Land Ecosystem-Atmosphere Feedback-3 ; *Walco et Tremback, 2005*) calcule le bilan d'énergie à la surface. Pour cela LEAF-3 décompose le sol en plusieurs couches (entre 7 et 12) jusqu'à une profondeur fixée

par l'utilisateur (typiquement environ 1 mètre), puis il combine les différentes caractéristiques physiques de ces couches (température, coefficient de rugosité, humidité) pour calculer les échanges de chaleur, de vapeur d'eau et de quantité de mouvement entre la surface et l'atmosphère.

- La paramétrisation **microphysique** utilisée est le schéma à 2 moments décrit dans *Walko et al. (1995) et Meyers et al. (1997)*. L'approche consiste à pronostiquer 2 moments de la distribution en taille des particules, c'est-à-dire à la fois le rapport de mélange et la concentration en nombre des particules de glace et d'eau liquide. Ce type de schéma permet donc d'avoir plusieurs degrés de liberté pour le calcul de la distribution dimensionnelle des particules. *Lang et al. (2007)* ont montré l'importance de l'utilisation d'un schéma microphysique à 2-moments notamment dans le cadre de simulations de systèmes convectifs. Une explication plus détaillée du fonctionnement de ce schéma microphysique est réalisée dans le paragraphe suivant.

4.1.2 Test sur la fermeture du schéma convectif

Le schéma de paramétrisation de la convection de *Grell (1993)* utilisé dans BRAMS possède plusieurs fermetures possibles (**paragraphe 3.1.5**) qu'il a été nécessaire de tester. Dans le cas d'un MCS, qui possède une dynamique complexe, la sensibilité de la simulation aux différentes fermetures du schéma convectif est importante. Pour évaluer les différentes simulations, les champs de température de brillance calculées et mesurées dans le canal à 12 μm à 0800 UTC sont confrontés (**Figure 4.3**).

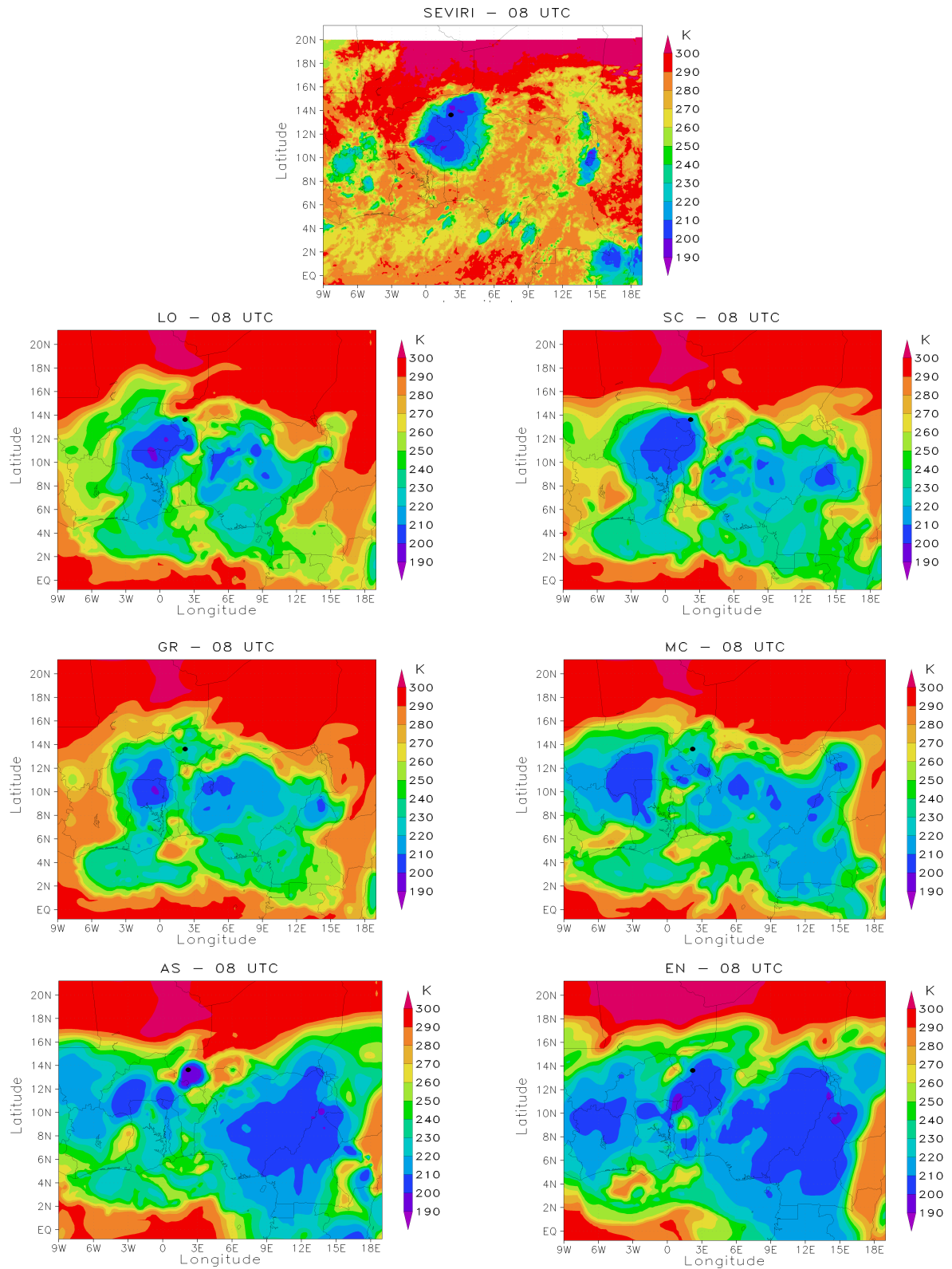


Figure 4.3 : Comparaison des champs de température de brillance observés (SEVIRI) et simulés (BRAMS) à 0800 UTC pour les différentes fermetures du schéma de convection de *Grell (1993)* : GR (*GRell et al., 1994*), LO (Low level Omega ; *Franck et Cohen, 1987*), AS (*Arakawa et Schubert, 1974*), SC (*Kain et Fritsch, 1990*), MC (Moisture Convergence ; *Kuo, 1974*), EN (Ensemble ; *Grell et Devenyi, 2002*). Le point noir représente la ville de Niamey.

Tout d'abord, on peut remarquer que quelque soit la fermeture utilisée, une couverture nuageuse trop importante est simulée à l'Est de Niamey avec des températures de brillance inférieures 230 K. Sur les observations, on voit qu'il y a bien quelques zones nuageuses mais ne présentant pas une couverture aussi importante. De plus, ces régions correspondent à des températures de brillance plus fortes que sur les simulations (de l'ordre de 240 K). Cette surestimation dans le modèle de la couverture nuageuse est sûrement reliée à de fortes valeurs de l'humidité des sols dans cette région. La **Figure 4.4** représente les données GPNR d'humidité du sol utilisées en entrée du modèle (basées sur les mesures TRMM) que l'on compare aux résultats du projet ALMIP (*AMMA Land surface Model Intercomparison Project* ; Boone et al., 2009) qui utilisent plusieurs modèles de surface basés sur les mesures réalisées durant AMMA.

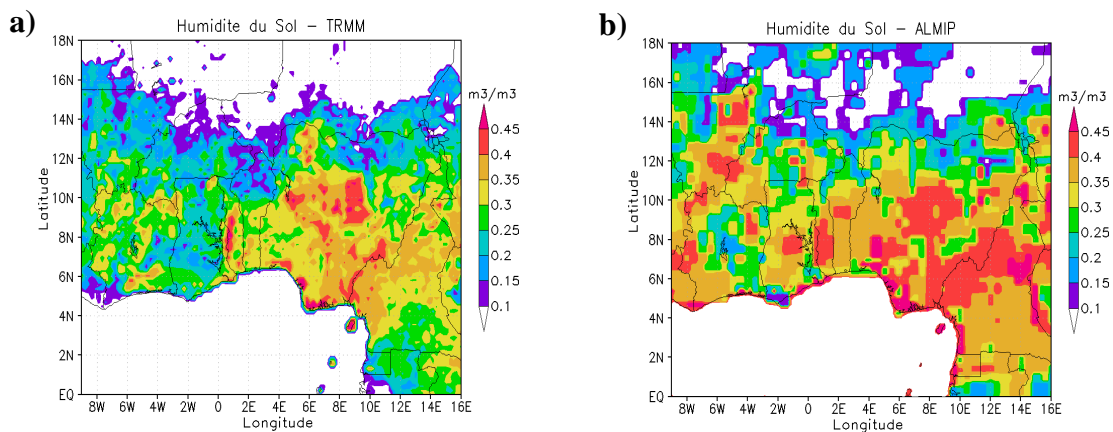


Figure 4.4 : Données d'humidité du sol en m^3 d'eau par m^3 de sol utilisées pour initialiser le modèle. a) représente les données GPNR issues des mesures réalisées par le satellite TRMM et b) représente les sorties réalisées dans le cadre du projet ALMIP (Boone et al., 2009).

On peut voir que dans les deux cas une grande partie de cette région possède des valeurs d'humidité très importantes comprises entre 0.3 et 0.5 m^3 d'eau par m^3 de sol. De plus, les données issues d'ALMIP semblent moins réalistes que celles fournies par TRMM car elles sont globalement plus élevées, ce qui correspond à des sols gorgés d'eau. Les données GPNR semblent donc satisfaisantes pour réaliser l'initialisation de l'humidité des sols. Le schéma convectif ainsi que les différentes fermetures sont très sensibles à cette humidité des sols et étant donné la présence de fortes valeurs ($> 0.3 \text{ m}^3 \cdot \text{m}^{-3}$) à l'est de Niamey, le modèle crée des nuages non observés. De plus, on observe qu'en altitude, certaines de ces régions possèdent d'importantes valeurs d'humidité relative, ce qui vient amplifier le phénomène.

Concernant le MCS simulé, on peut voir que les différences sont importantes entre les fermetures, par exemple les fermetures LO et SC ne représentent pas du tout le MCS à 0800 UTC : les fermetures GR et MC le représentent mais avec des températures de brillances plus importantes (~ 220 K) que dans les observations (~ 210 K), ce qui traduit une sous estimation de la partie convective ; et finalement, les fermetures AS et EN représentent le MCS avec des valeurs de température de brillance cohérentes avec les observations mais retardé d'environ 2 heures par rapport à son passage sur Niamey. De plus, la couverture nuageuse du MCS obtenue avec la fermeture AS est moins réaliste que la fermeture EN à 0800 UTC. Cette différence tend à s'effacer vers 1000 UTC lorsque le MCS simulé avec la fermeture AS est dans sa phase de maturité (retard de la convection). Ces résultats montrent que seules les fermetures AS et EN permettent de représenter le MCS de façon réaliste, c'est-à-dire avec une couverture nuageuse proche de celle observée et avec une partie convective intense ($BT_{12\mu m} < 200$ K) ; bien que possédant un retard de deux heures. Par contre, du point de vue cycle de vie du MCS, seule la fermeture EN donne satisfaction étant donné qu'il existe un important retard de la convection sur la fermeture AS (à 0800 UTC, le MCS est censé être déjà dans sa phase mature). Aux vues de ces conclusions, la fermeture EN (ENsemble, *Grell et Devenyi, 2002*) a été retenue car elle semble être la plus adaptée à la simulation du cas d'étude du 8 septembre 2006.

4.1.3 Test avec la microphysique à 1 moment

Afin de vérifier l'importance de l'utilisation du schéma microphysique à 2 moments dans la simulation, un test de sensibilité a été effectué en utilisant le schéma microphysique à 1 moment (**Figure 4.5**). Pour cela, le diamètre moyen des différentes classes d'hydrométéores a été fixé a priori à des valeurs caractéristiques : $D_{\text{Neige}} = 200\mu\text{m}$, $D_{\text{Agrégat}} = 400\mu\text{m}$, $D_{\text{Grapel}} = 600\mu\text{m}$, $D_{\text{Grêle}} = 1\text{mm}$ et $D_{\text{Pluie}} = 1\text{mm}$. En ce qui concerne les classes Pristine et Eau nuageuse, le schéma microphysique est fait tel les PSDs de ces deux classes sont obligatoirement calculées à l'aide de l'approche à 2-moments. Sur la **Figure 4.5**, on peut voir qu'avec le schéma microphysique à 1 moment, il est impossible de simuler le système MCS (il est inexistant au voisinage de Niamey). On peut voir qu'il s'agit là de la moins bonne simulation parmi toutes celles qui ont été réalisées. Ce résultat confirme bien l'importance d'utiliser un schéma microphysique à deux moments pour la simulation des systèmes convectifs (*Lang et al., 2007 ; Morisson et al., 2009*).

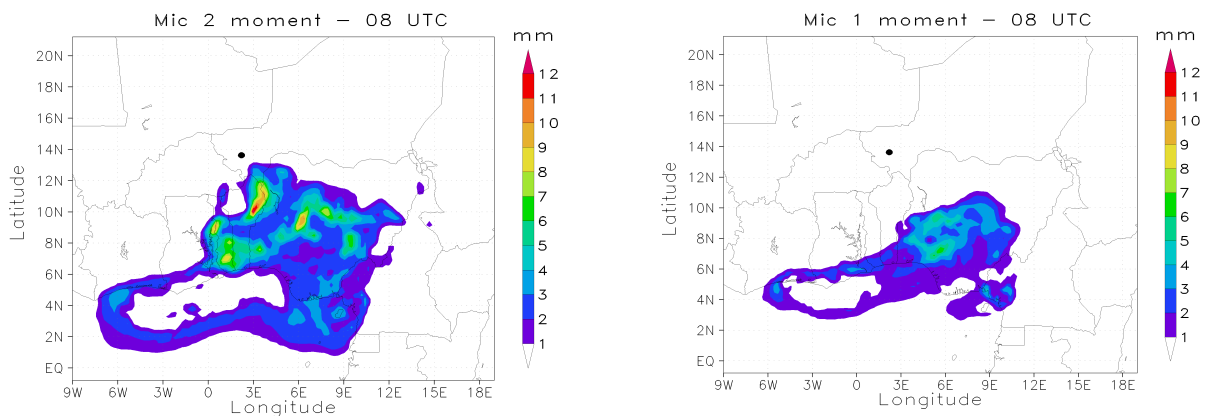


Figure 4.5 : Résultat du contenu intégré en eau à 0800 UTC sur la Grille 1 pour la simulation de référence à 2 moments (à gauche) et pour la simulation avec le schéma microphysique à 1 moment. Le point noir représente la ville de Niamey.

4.2 VALIDATION DE LA SIMULATION

4.2.1 Validation de la dynamique à grande échelle

La dynamique à grande échelle de la mousson africaine comporte plusieurs composantes qui rendent la simulation des systèmes convectifs complexe et très sensible aux positions et à l'intensité de ces différents flux (**paragraphe 1.2**). Afin de vérifier la position et l'intensité des flux durant la simulation, les profils verticaux des composantes u et v du vent horizontal ont été moyennés sur toute la journée du 8 septembre dans la zone située entre 9°O et 9°E (**Figure 4.6**).

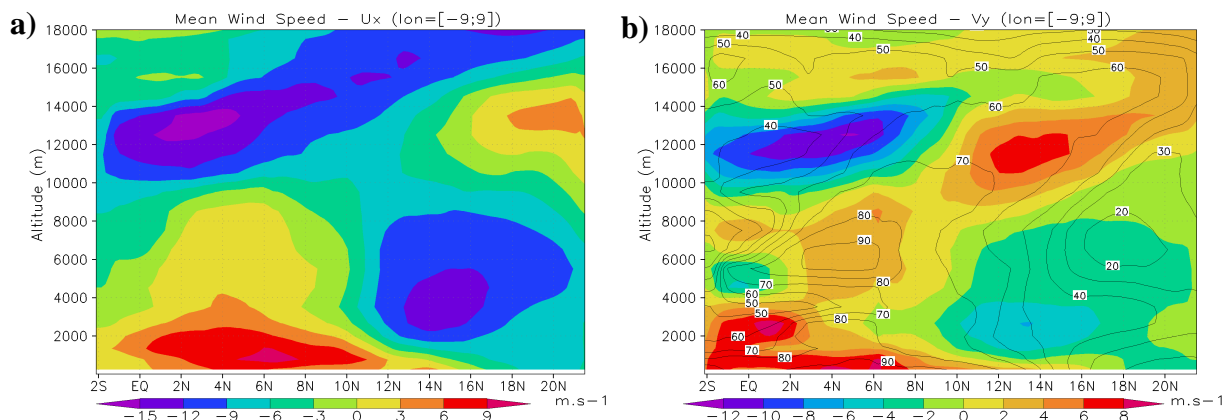


Figure 4.6 : Moyenne zonale (entre -9°E et 9°E) du champ de vent horizontal de la Grille 1 durant toute la journée du 8 septembre 2006. a) représente la composante zonale selon l'axe des x (notée Ux) et b) représente la composante méridionale selon l'axe des y (notée Vy) avec les contours de l'humidité relative (intervalle de 10%).

Un important flux de mousson de sud-ouest (adveçant l'air chaud et humide de l'océan vers le continent) est simulé dans les basses couches (< 2 km) où l'on remarque de fortes valeurs positives des composantes Ux et Vy ($> 6 \text{ m.s}^{-1}$) jusqu'à environ 12°N de latitude associées à une forte humidité relative (RH~80 %). Le flux d'Harmattan est un flux de Nord-Est simulé au nord de la latitude 12°N et situé plus haut à environ 3 km d'altitude. Ce flux advectionne les masses d'air chaudes et sèches provenant du Sahara (RH $< 40\%$) à une vitesse d'environ 6 m.s^{-1} . On peut aussi constater que les principaux vents zonaux (composante Ux) sont bien représentés. L'AEJ est un jet de la moyenne troposphère simulé entre 3 et 6 km d'altitude à une latitude d'environ 15°N. L'intensité de ce Jet d'Est Africain est d'environ 12 m.s^{-1} dans la simulation, ce qui est en accord avec les observations. De même, le Jet d'Est Tropical (TEJ), qui est un jet de haute altitude, est bien représenté dans la simulation entre 11 et 13 km

d'altitude avec une vitesse zonale maximale d'environ 15 m.s^{-1} aux alentours de 2°N . Le TEJ simulé possède une importante composante Nord au Sud de 10°N (flux de Nord-Ouest). Plus au Nord, le TEJ est situé plus haut en altitude, entre 16 et 20°N , avec une faible composante Sud. En conclusion, les composantes dynamiques à grande échelle (échelle synoptique) de la mousson africaine sont bien représentées (**paragraphe 1.1.2**) dans la simulation du cas d'étude du 8 septembre 2006.

4.2.2 Validation des conditions locales

Cette partie concerne l'étude de la dynamique et à la thermodynamique locale au dessus du site de Niamey et plus particulièrement à la comparaison des radiosondages réalisés toutes les six heures au dessus du site par l'intermédiaire de sondes de type Vaissala RS92. La **Figure 4.7** représente les comparaisons réalisées le 8 septembre à 0000 UTC entre les observations et la simulation pour les composantes horizontales du vent (U_x et V_y ; **Figure 4.7-a, b**), l'humidité relative (**Figure 4.7-c**) et la température (**Figure 4.7-d**). En ce qui concerne la dynamique (U_x et V_y), on remarque un bon accord entre observation et simulation notamment concernant les variations avec l'altitude. Les profils de température ont des variations similaires, par contre l'humidité relative ne présente pas un bon accord avec les observations. Après une analyse détaillée de ces comparaisons, on constate un décalage de 1 à 2 km sur la totalité du profil de la composante méridionale V_y , ce qui implique que le flux de mousson simulé n'est pas encore bien installé à 0000 UTC. De plus, les valeurs de l'humidité relative dans les basses couches renforcent ce constat, car elles n'excèdent pas 50% contre 75% dans les observations. Les résultats obtenus sur toute la journée étant beaucoup plus satisfaisant (cf. paragraphe précédent), on peut déduire que ce retard dans l'établissement du flux de mousson est la raison des 2 heures de délai observés dans la simulation. De même, l'excès de nuage dans la simulation est dû à la trop forte humidité relative dans la couche située entre 8 et 14 km d'altitude en début de journée.

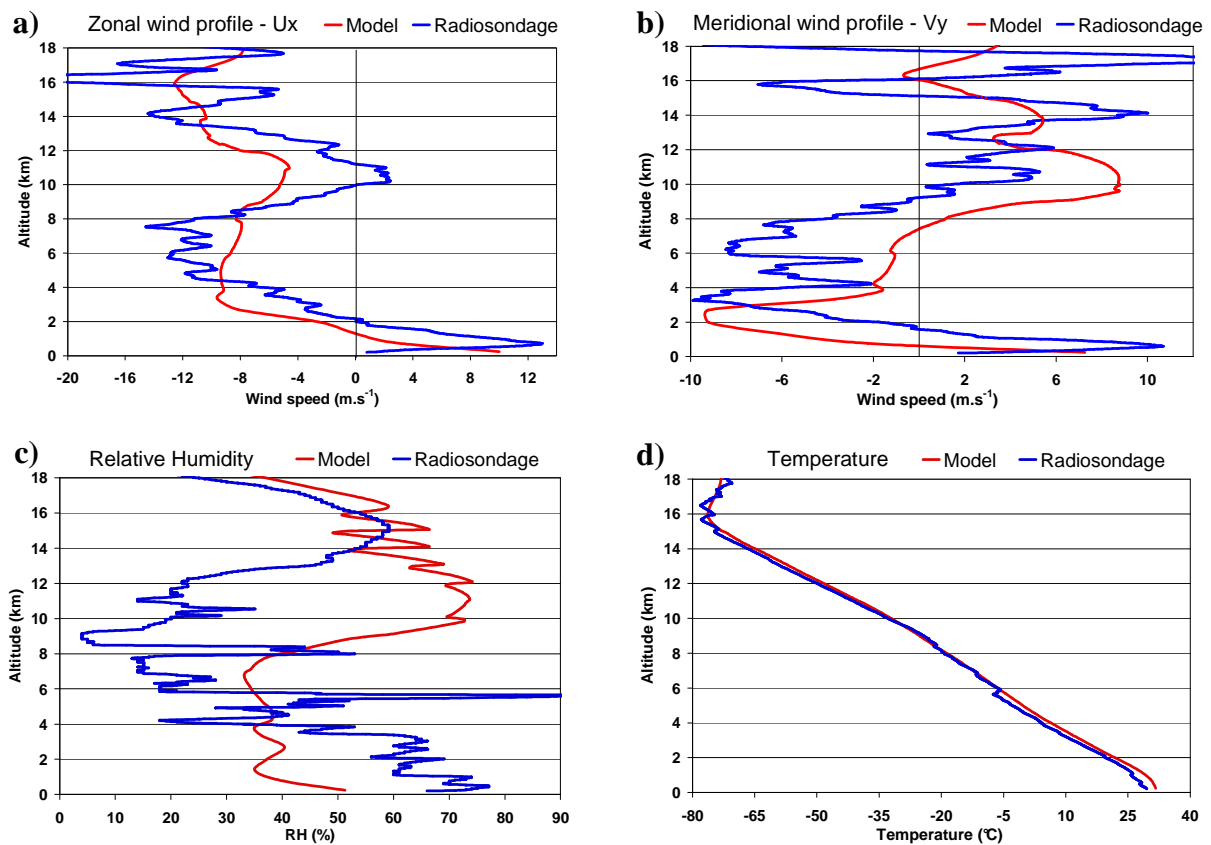


Figure 4.7 : Comparaison des profils verticaux des composantes U_x et V_y du vent horizontal (a et b), de l'humidité relative (c) et de la température (d) mesurés par le radiosondage de Niamey (en Bleu) à 0000 UTC avec les profils simulés (en Rouge).

Ces comparaisons ne sont bien sûr pas optimales (bien que certaines caractéristiques soient bien reproduites), mais néanmoins elles permettent de mieux comprendre les raisons du délai du MCS (retard dans l'établissement du flux de mousson), ainsi que de la trop importante couverture nuageuse (fortes valeurs de RH).

4.2.3 Tests statistiques sur la dynamique

Etant donné la forte influence de la dynamique dans la simulation du MCS, le comportement des processus dynamiques et notamment celui de la vitesse verticale a été abordé façon plus statistique. Dans ce cadre, différentes coupes horizontales du champ de vitesse verticale à différents moments du cycle de vie du MCS (initiation, maturité, décroissance), et à plusieurs altitudes ont été analysés statistiquement. La **Figure 4.8** présente les transformées de Fourier ainsi que les densités de probabilité (*PDF Probability Density Function*) de la vitesse

verticale sur la Grille 3 à 5000 m d'altitude pour différentes heures : 0700 UTC, 0900 UTC et 1100 UTC, c'est-à-dire pour les phases de maturité (0700 et 0900 UTC) et de dissipation (1100 UTC) du MCS. On peut voir sur cette figure que la dynamique du modèle à méso-échelle est bien représentée, car on observe que, quelle que soit le moment, la pente des transformées de Fourier, pour des échelles comprises entre 10 et 100 km (fréquences absolues de 0.1 à 0.01 Hz), est toujours proche de la pente spectrale en $-5/3$ (en tirets sur la **Figure 4.8**); la valeur de cette pente représente l'évolution spectrale classique de la turbulence 3D pleinement développée (*Kolmogorov, 1941*). On peut aussi constater sur cette figure que les plus petites échelles, de l'ordre de quelques pixels, sont filtrées par le modèle afin de stabiliser numériquement le schéma dynamique. Il faut noter que l'augmentation de la pente spectrale pour les très petites échelles est due à la méthode utilisée pour construire ces figures (vol aléatoire avec rebonds). Par ailleurs, pour les grandes échelles, supérieures à 100 km, on remarque que la densité d'énergie possède une pente quasiment nulle, ce qui dénote une absence de structure de la « macro » turbulence à ces échelles. Parallèlement à ces résultats, les PDFs montrent qu'il existe une importante dissymétrie (coefficient d'asymétrie positif) dans la répartition des vitesses verticales autour de 0 m.s^{-1} durant la phase active du MCS. En effet, plus le MCS est actif, plus la probabilité d'avoir certains événements localisés avec des vitesses verticales positives ($w > 5 \text{ m.s}^{-1}$) est élevée, ce qui est le cas pendant la convection nuageuse, dus aux effets diabatiques. Pendant la phase de dissipation, la PDF devient symétrique par rapport à 0 m.s^{-1} et les vitesses verticales observées sont bien plus faibles (entre -1 et $+1 \text{ m.s}^{-1}$).

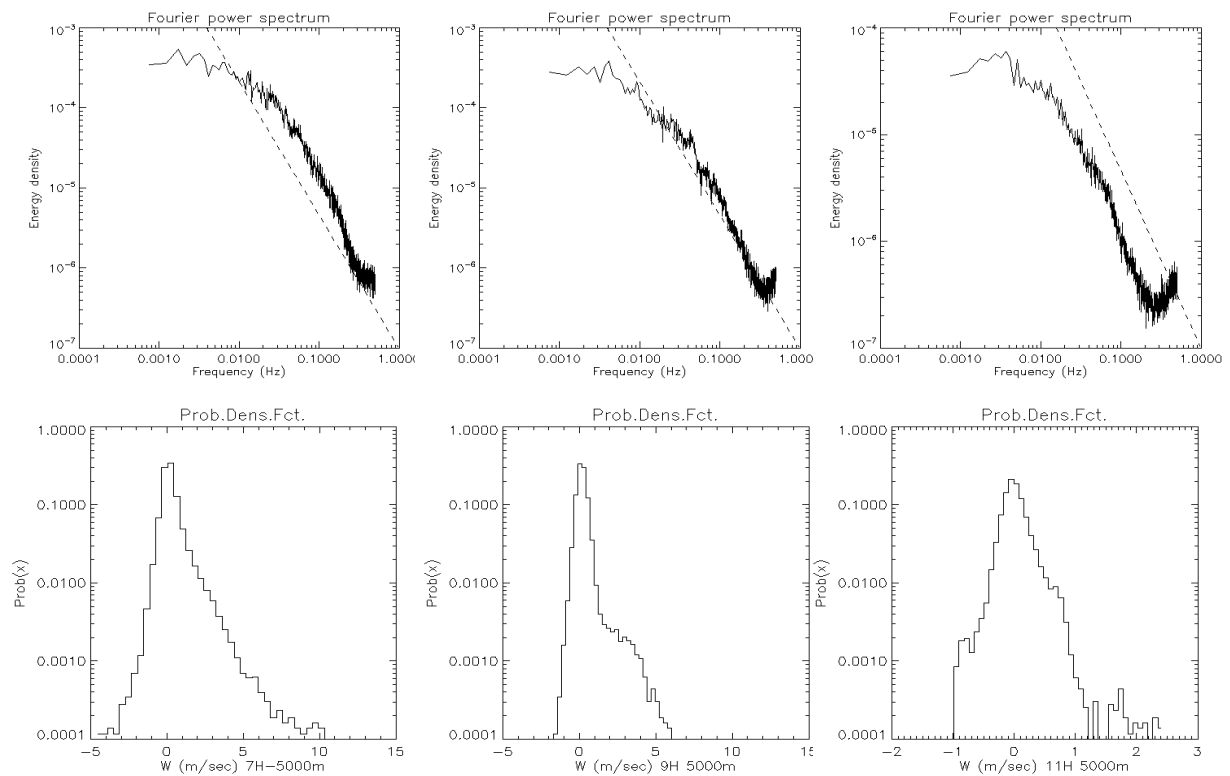


Figure 4.8 : Représentation des transformées de Fourier (haut) et des densités de probabilité (PDF) de la vitesse verticale à 5000 m d'altitude sur la Grille2 à 0700, 0900 et 1100 UTC (de gauche à droite respectivement), c'est-à-dire pendant les phases de maturité (0700 et 0900 UTC) et de décroissance (1100 UTC). Les transformées de Fourier ont été construites à l'aide de vols aléatoires avec rebonds ; la droite en tiret sur les figures du haut représente la pente en $-5/3$ de la décroissance classique de l'énergie turbulente.

De plus, si l'on regarde l'évolution des spectres en fonction du temps, on remarque une diminution de la densité d'énergie spectrale entre les phases de maturité et de décroissance du MCS due à la dissipation progressive de la partie convective. Pour caractériser plus précisément cette diminution de la densité d'énergie spectrale, on a analysé l'évolution temporelle des trois premiers moments de la vitesse verticale, c'est-à-dire la moyenne, l'écart type (racine carrée de la variance) et la dissymétrie (**Figure 4.9**). Il faut noter que la variance de la vitesse verticale est proportionnelle à l'énergie cinétique totale ; c'est-à-dire que l'intégrale de la densité spectrale d'énergie est représentée par la variance du signal (égalité de Parseval). Sur la **Figure 4.9**, la racine carrée de la variance (notée *standard deviation*) décroît linéairement entre 0500 et 1100 UTC (*Comte-Bellot et Corrsin, 1971*), alors que la moyenne et la dissymétrie ont un comportement très différents ; ils chutent brutalement entre 0500 UTC et 0630 UTC, puis restent relativement constants jusqu'à 0900 UTC avant de rediminuer brutalement jusqu'à 1100 UTC. Ceci peut s'interpréter ainsi, entre 0500 UTC et

1100 UTC, l'énergie totale du système ne cesse de décroître (standard deviation), par contre bien que la convection la plus intense se soit arrêtée (chute brutale de la moyenne et de la dissymétrie entre 0500 UTC et 0630 UTC), certaines parties actives sont encore présentes entre 0630 UTC et 0900 UTC (palier de la moyenne et de la dissymétrie). Ces parties convectives associées à la dynamique de la partie stratiforme du système entretiennent un certain apport d'énergie qui retarde la dissipation totale du système représentée classiquement par une exponentielle décroissante (*Comte-Bellot et Corrsin, 1971*).

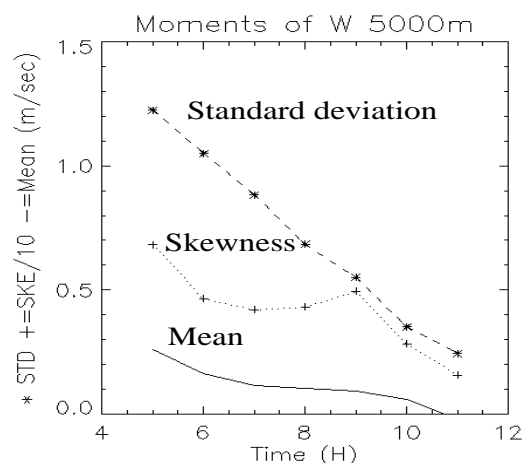


Figure 4.9 : Evolution temporelle des trois premiers moments de la vitesse verticale : moyenne (mean), écart type (standard deviation) et dissymétrie (skewness).

Ces mêmes conclusions peuvent être obtenues à partir des coupes horizontales à plus haute altitude. Ainsi, le modèle dynamique de RAMS/BRAMS semble simuler donc de façon réaliste l'évolution du système convectif (phases d'initiation, maturité et décroissance).

4.2.4 Comparaison des champs de température de brillance

Pour comparer plus précisément le cycle de vie du MCS observé à celui simulé, les champs de températures de brillances SEVIRI sur la zone correspondante à la Grille 2 du modèle ont été extraits et comparés à ceux simulés. Un exemple de comparaisons des deux champs de $BT_{12\mu m}$ est présenté sur la **Figure 4.10** à 0600, 0800, 1000 et 1200 UTC.

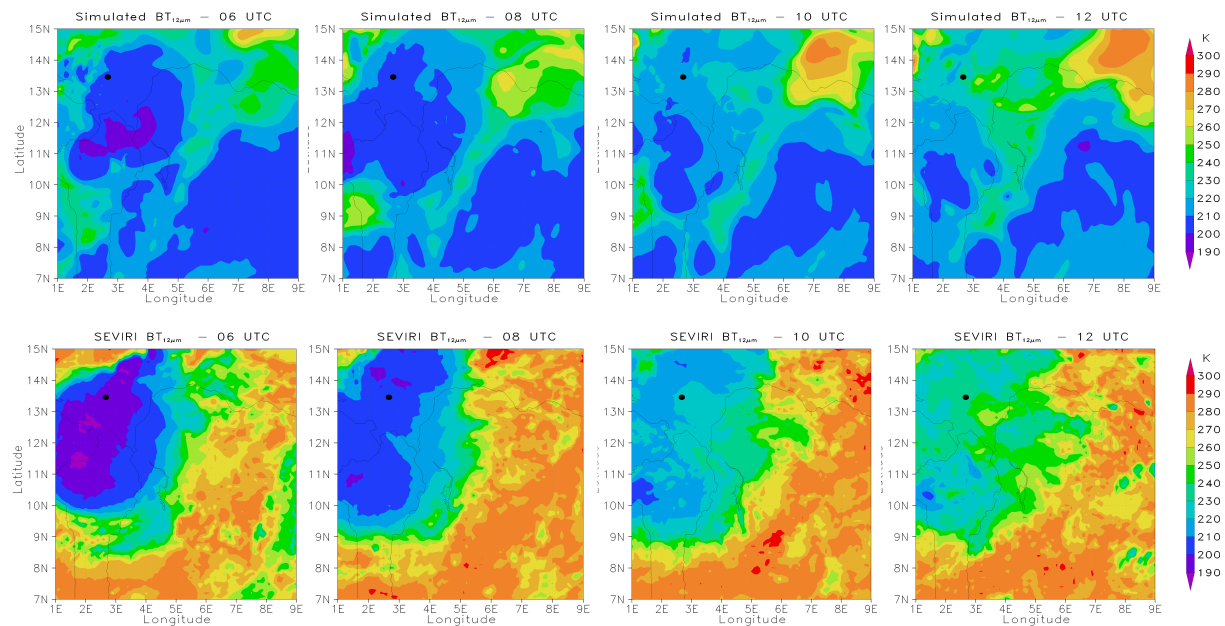


Figure 4.10 : Comparaison des champs de températures de brillance simulées (haut) et observées (bas). Le point noir représente la ville de Niamey.

Ces comparaisons permettent de voir que le MCS simulé est relativement bien positionné près de Niamey, avec une étendue spatiale comparable aux observations. Cependant, comme signalé plus haut (**paragraphe 4.1.2**), à l'est et au sud du domaine, le couvert nuageux simulé non retrouvé par l'observation est dû à une mauvaise initialisation de l'humidité du sol. D'autre part, on remarque que les valeurs des températures de brillance simulées sont plus faibles que pour les observations lorsque le MCS est dans sa phase de maturité, ce qui peut être interprété comme une convection moins intense dans le modèle. Lorsque le MCS passe dans sa phase de dissipation, la magnitude des $BT_{12\mu m}$ simulées est plus en accord avec les observations, ce qui est synonyme d'une bonne représentation de la partie stratiforme du MCS.

Afin de comparer statistiquement ces données, les évolutions temporelles des PDFs (TPDF Time-dependent PDFs) calculées sur la Grille 2 sont présentées sur la **Figure 4.11**. On peut souligner sur cette figure qu'il existe une signature très marquée du passage du MCS dans les observations (**Figure 4.11-a**). En effet, le champ de température de brillance montre une variation très ordonnée en fonction du temps avec un mode quasiment linéaire qui s'organise à partir d'environ 0500 UTC lorsque le MCS est à son stade de maturité, c'est-à-dire lorsqu'il possède les températures de brillance les plus faibles (environ 200 K). Ensuite vient la phase de dissipation caractérisée par la diminution constante du mode principal des PDFs à un taux d'environ 7 K.h^{-1} jusqu'à 1800 UTC. De plus, lorsque la partie convective du MCS cesse d'être active vers 1200 UTC, le mode des TPDFs devient plus large ce qui correspond à une plus grande variabilité du champ de $BT_{12\mu\text{m}}$ dans la partie stratiforme du MCS.

La **Figure 4.11-b** montre les résultats obtenus avec le simulateur de température de brillance sur la Grille 2. On remarque tout d'abord que dans ce cas aussi une signature particulière du MCS est retrouvée ; en effet, à partir de 0600 UTC, seul le MCS correspondant au cas d'étude est présent sur la Grille 2 et les TPDFs du champ de $BT_{12\mu\text{m}}$ simulé s'organisent autour d'un mode principal. Avant 0600 UTC, on observe une signature intéressante qui correspond à un système précédant le MCS de référence. De même, à partir de 1300 UTC, l'importante couverture nuageuse simulée à l'arrière du MCS vient « polluer » les PDFs en introduisant une large gamme de températures de brillance possibles, ce qui correspond à un mode beaucoup plus large. Par ailleurs, on peut noter que la décroissance du mode principal commence aux alentours de 0800 UTC avec un taux légèrement plus faible que celui observé ($\sim 5 \text{ K.h}^{-1}$). De plus, grâce à ces comparaisons de valeurs simulées/observées, on remarque que le MCS simulé possède en général des températures de brillance plus faibles que celui observé. Par exemple, le minimum de $BT_{12\mu\text{m}}$ est de 190 K à 0600 UTC dans les observations alors qu'elle n'est que de 198 K dans le modèle.

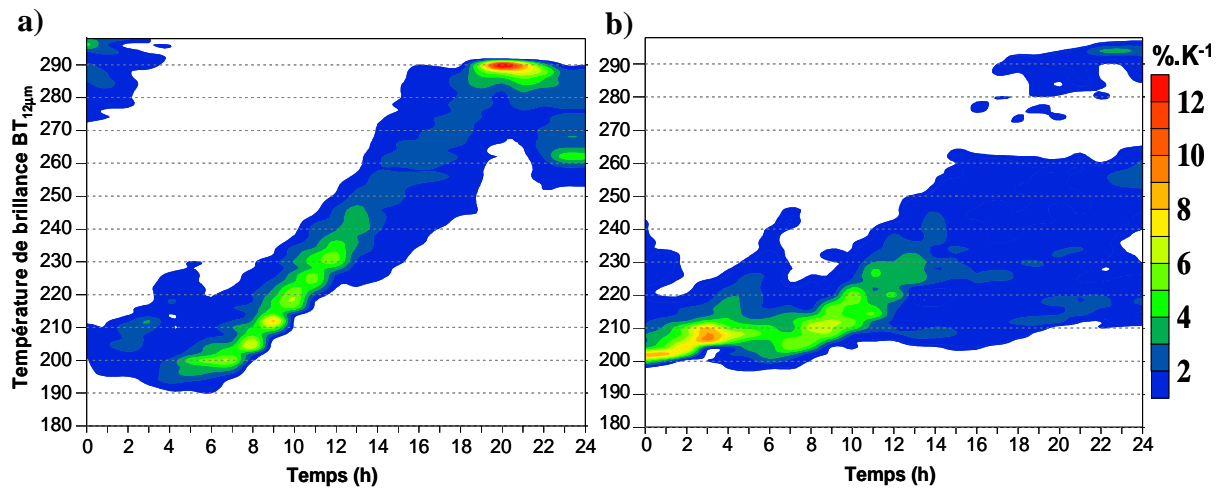


Figure 4.11 : Représentation de la variation temporelle de la densité de probabilité (TPDF) du champ de température de brillance à $12\mu m$ sur la zone correspondant à la Grille 2 pour : a) les observations SEVIRI et b) les résultats de la simulation.

Dans le but de comparer plus en détail les différentes signatures du MCS et notamment celles de la partie stratiforme, il est important de pouvoir repérer les différents régimes (convectif/stratiforme/cirriforme) du MCS observé.

4.3 METHODE DE CLASSIFICATION DES DIFFERENTS REGIMES DU MCS

La classification des nuages est un challenge important en météorologie en raison des différences significatives en termes de propriétés dynamiques, radiatives et microphysiques, selon le type de nuage considéré. Ainsi, afin de réaliser des comparaisons cohérentes entre les observations réelles et simulées, il est nécessaire de classifier les différentes parties du MCS, et notamment d'isoler les régimes convectifs et stratiformes très différents en terme de processus nuageux. De nombreuses d'études ont été réalisées sur la classification automatique des parties convectives et stratiformes en utilisant les taux de pluie au sol, les radars au sol (*Williams et al., 1995; Steiner et al., 1995; Biggerstaff et Listemaa, 2000*), ou encore en utilisant les radiomètres spatiaux dans différentes longueurs d'onde : visible, infrarouge, micro-ondes (*Adler et Negri, 1987; Inoue, 1987; Anagnostou et al., 1997; Hong et al., 1999*). Afin d'identifier les différents régimes du MCS, plusieurs instruments ont été utilisés afin d'optimiser la discrimination : le radar Doppler en bande C du MIT et les températures de brillances SEVIRI.

4.3.1 Classification avec le radar Doppler en bande C

4.3.1.1 Observations du cas d'étude

Le radar Doppler en bande C du MIT permet d'étudier le MCS dans un rayon de 150 km autour de Niamey avec une résolution temporelle de 10 minutes et une résolution spatiale de 1 km. Les PPIs (*Plan Position Indicator*) réalisés à une élévation de 0.5° (**Figure 4.12**) permettent de caractériser précisément la partie du MCS échantillonnée (la surface du MCS est souvent plus grande que celle couverte par le radar) et notamment les précipitations en identifiant leur type (convective/stratiforme) et en quantifiant leur intensité (taux de précipitation) ou encore le diamètre moyen des gouttes de pluie. Par exemple, lors de l'entrée du MCS dans le rayon de surveillance du radar (à partir de 0300 UTC), l'évolution de la ligne de grains est caractérisée par une bande quasiment continue de fortes valeurs de réflectivités supérieures à 40 dBZ (en jaune orangé sur la **Figure 4.12**), qui se déplace rapidement ($\sim 10 \text{ m.s}^{-1}$) d'Est en Ouest. A l'arrière de la ligne de grains, la zone correspondante aux précipitations de type stratiforme est caractérisée par une vaste étendue de réflectivités dont

les valeurs, comprises entre 0 et 30 dBZ, diminuent à mesure que l'on s'éloigne de la partie convective.

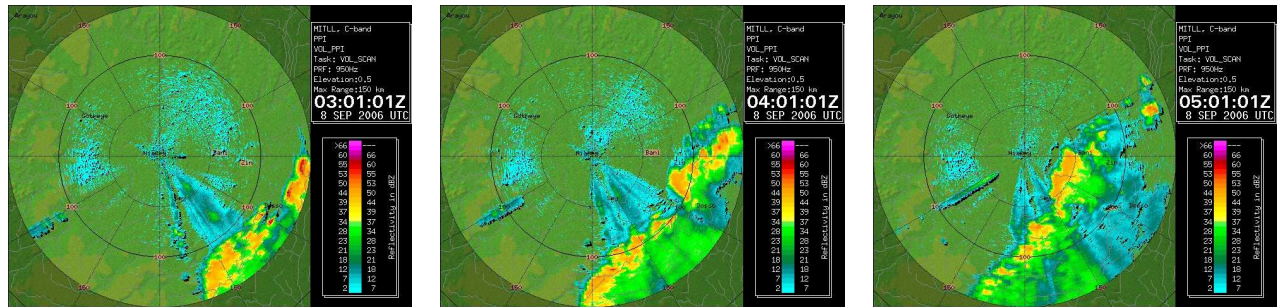


Figure 4.12 : PPIs obtenus à 0,5° d'élévation par le radar Doppler en bande C du MIT lors de l'arrivée du MCS dans les environs de Niamey à 0300, 0400 et 0500 UTC.

C'est à partir de ce type de données légèrement modifiées sous forme de CAPPI (*Constant Altitude Plan Position Indicator*), c'est-à-dire représentant une coupe horizontale du champ de réflectivité, que l'on va identifier les différents régimes du MCS à l'aide de la méthode de *Steiner et al., 1995*.

4.3.1.2 Application de la méthode de *Steiner*

Dans cette étude, la méthode de *Steiner et al. (1995)* utilisée par la suite, est une méthode de classification des régimes convectifs et stratiformes, qui a été développée et testée dans des conditions de mousson à Darwin, en Australie. Il s'agit d'une méthode à seuil, qui s'applique sur les CAPPI à 3km d'altitude obtenus à partir des mesures radar en bande C (du type radar Doppler du MIT). Cette méthode utilise deux critères physiques pour déterminer si un point, situé dans le rayon de balayage du radar, peut être défini comme un centre convectif :

- Critère sur l'intensité : tout point dont le facteur de réflectivité est supérieur ou égal à 40 dBZ est automatiquement classé comme centre convectif, car les précipitations avec une telle intensité ne peuvent pratiquement jamais être classées comme « stratiforme ».
- Critère sur le gradient de réflectivité : Si la différence entre la réflectivité du point considéré et la réflectivité « de fond » (représentant l'intensité moyenne des réflectivités dans un rayon de 11 km) est supérieure ou égale au seuil décrit sur la **Figure 4.13-a**, alors le point est considéré comme un centre convectif.

Dans un second temps, on attribue à chaque centre convectif un rayon d'influence plus ou moins grand (de 1 à 5 km), dépendant de la réflectivité « de fond » (**Figure 4.13-b**), à l'intérieur duquel tous les points sont considérés comme faisant partie du régime convectif.

Les points ne répondant pas aux deux critères présentés ci-dessus, et qui ont un facteur de réflectivité supérieur à 0 dBZ, sont alors classés dans le régime stratiforme.

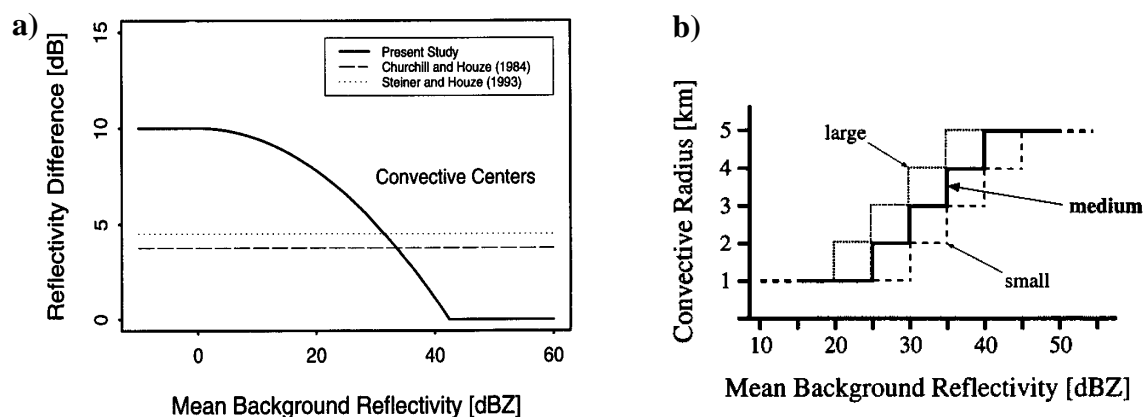


Figure 4.13 : a) Représentation du seuil utilisé pour classer les centres convectifs (gradient de réflectivité). Plus la réflectivité « de fond » (*Mean Background Reflectivity*) est grande, moins le critère sur le gradient est contraignant.

b) Evolution du rayon d'influence attribué pour chaque centre convectif en fonction de la réflectivité « de fond ». Plus cette dernière est importante, plus le rayon convectif d'influence est grand.

Cette méthode a été utilisée sur l'ensemble des CAPPI à 3 km d'altitude lors du passage du MCS dans le rayon de balayage du radar, c'est-à-dire entre 0200 et 1300 UTC. Les résultats obtenus à 0400, 0600, 0800 et 1000 UTC sont présentés sur la **Figure 4.14**.

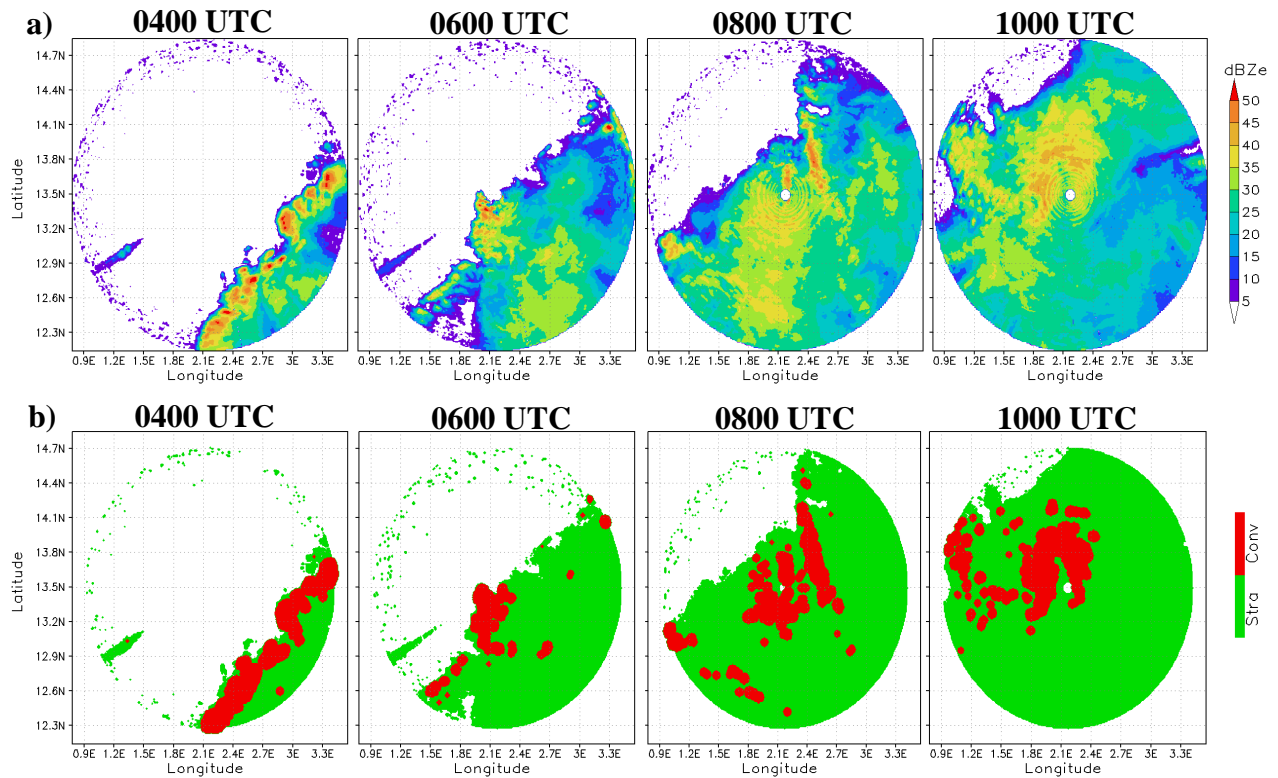


Figure 4.14 : a) CAPPI à 3km d'altitude obtenus par le radar Doppler en bande C du MIT. b) Résultats de la séparation des régimes convectifs (rouge) et stratiformes (vert) selon Steiner et al. (1995).

Afin de valider les résultats de cette méthode, l'évolution temporelle de la classification de Steiner au dessus de la région de Niamey est tracée et confrontée aux mesures réalisées par le radar à 95 GHz de la station radar ARM (**Figure 4.15**).

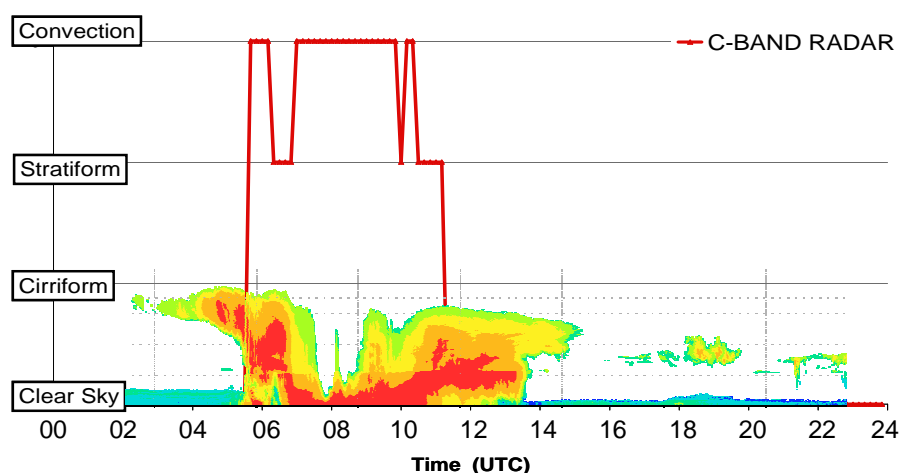


Figure 4.15 : Evolution temporelle de la classification de *Steiner et al. (1995)*, réalisée avec les données du radar en bande C du MIT, au dessus de la région de Niamey (trait rouge). L'image en superposition représente les mesures de réflectivités entre 0 et 16 km, faites par le radar ARM à la verticale de Niamey durant la journée du 8 septembre 2006 (référence temporelle).

Cette comparaison montre que toute la partie du MCS située après 1100 UTC n'est pas du tout classifiée par cette méthode. En effet, comme observé par le radar ARM, après 1100 UTC, les précipitations stratiformes ont tendance à s'évaporer très rapidement durant leur chute (décroissance des réflectivités jusqu'au sol) ; de ce fait, leur diamètre devient plus faible et elles passent sous le seuil de détection du radar en bande C. Par contre, comme vu précédemment, la partie convective est très bien définie avec une première ligne de convection qui passe entre 0530 et 0630 UTC, puis une seconde entre 0730 et 1030 UTC.

La classification de Steiner est donc une méthode très facile à employer qui permet une détection précise des centres convectifs. Par contre, pour ce qui est des précipitations de type stratiforme, cette méthode avoue ces limites lorsque l'évaporation des gouttes est trop importante.

4.3.2 Classification avec les températures de brillance SEVIRI

Puisque le radiomètre SEVIRI était à disposition, l'évolution des températures de brillance au dessus de la région couverte par le radar et plus particulièrement au dessus de la ville de Niamey, a été étudiée dans le but d'isoler les signatures des parties convectives et stratiformes déterminées par la méthode de Steiner. Pour cela, les températures de brillance dans les canaux à 8.7 et 12 μm dans un carré de 18x18 km, centré sur Niamey, sont extraites et mis en

parallèle avec la classification faite à l'aide des données radar. Cette approche passive, appliquée à la classification des nuages, a notamment été utilisée par *Inoue (1987)* dans l'infrarouge, avec le radiomètre AVHRR à bord du satellite NOAA-7 (*National Oceanic and Atmospheric Administration-7*) afin de détecter les cumulus, stratocumulus, cumulonimbus et les cirrus au-dessus de l'océan dans les zones tropicales. L'évolution de la différence de température de brillance $BTD_{(8.7-12\mu m)}$ en fonction de la température de brillance à $12\mu m$ ($BT_{12\mu m}$) est présentée sur la **Figure 4.16-a**. Afin de suivre l'évolution temporelle de ces températures de brillances par rapport au système, l'image des réflectivités mesurées par le radar ARM à la verticale de Niamey est aussi représentée (**Figure 4.16-b**). Tout d'abord, différentes arches (décrites dans le **paragraphe 3.3.3**) sont très clairement identifiables grâce à ce type de représentation :

- (1) le MCS possède la signature la plus marquée, entre les labels 0 et 3, avec des variations importantes que ce soit en terme de $BT_{12\mu m}$ (195-290 K) ou en terme de $BTD_{(8.7-12\mu m)}$ (0-13 K).
- (2) La seconde arche quant à elle représente un nuage d'altitude moyenne (cloud n°1, label 4 sur la **Figure 4.16-a**), situé entre 6 et 8 km d'altitude, passant aux alentours de Niamey entre 1800 et 2000 UTC (**Figure 4.16-b**). De plus, on peut voir qu'en fin de journée, un second nuage (très fin) situé à 6 km d'altitude possède une signature particulière, car une grande quantité des $BTD_{(8.7-12\mu m)}$ qui lui sont associées sont négatives ; ce qui peut s'expliquer notamment par la présence d'eau surfondue (*Baum et al., 2000*).

En se focalisant sur l'évolution du MCS, on remarque également plusieurs tendances intéressantes relatives à l'évolution de l'arche. Lors de l'arrivée du MCS au niveau de la région de Niamey (entre les labels 0 et 1), les BTs diminuent due à l'augmentation progressive de l'épaisseur optique et que les BTD augmentent fortement dans un premier temps ($BTD > 10$ K), puis diminuent ensuite jusqu'à environ 2 K. C'est la signature du nuage de type cirriforme, précédant la partie précipitante du MCS (*forward anvil*), que l'on observe parfaitement avec le radar en bande W. Ce type de nuage est donc caractérisé à son bord avant par de très petites particules qui laissent rapidement place à des hydrométéores plus grands, qui sont « éjectés » à l'avant du MCS par la partie convective. La partie précipitante du MCS (entre les labels 2 et 3) est caractérisée par des BT allant de 195 K à environ 240 K et par des valeurs de BTD relativement peu variables autour de 2 K.

Cette partie du MCS a pu être classifiée par la méthode de Steiner, ainsi les différents régimes convectifs (en rouge) et stratiformes (en vert) peuvent être repérés précisément. On peut donc vérifier que les valeurs minimales de BT et BTD correspondent à la partie convective du

système, qui possède une épaisseur optique importante, et qui est formée de gros hydrométéores (pluie, graupel, grêle, agrégats givrés). La partie stratiforme possède des BTDs similaires à la partie convective (~ 2 K), c'est-à-dire que la taille des hydrométéores est, dans ce cas aussi, importante (neige, agrégats plus ou moins givrés, graupel) mais, par contre, les BTs sont plus faibles (220-240 K), dues à une épaisseur optique moins importante dans cette région. La dernière partie de l'arche (entre les labels 2 et 3) correspond à la partie cirriforme située à l'arrière du MCS ; elle est caractérisée par une diminution des BT, mais par une augmentation des BTD due à la présence de cristaux de glace non précipitants.

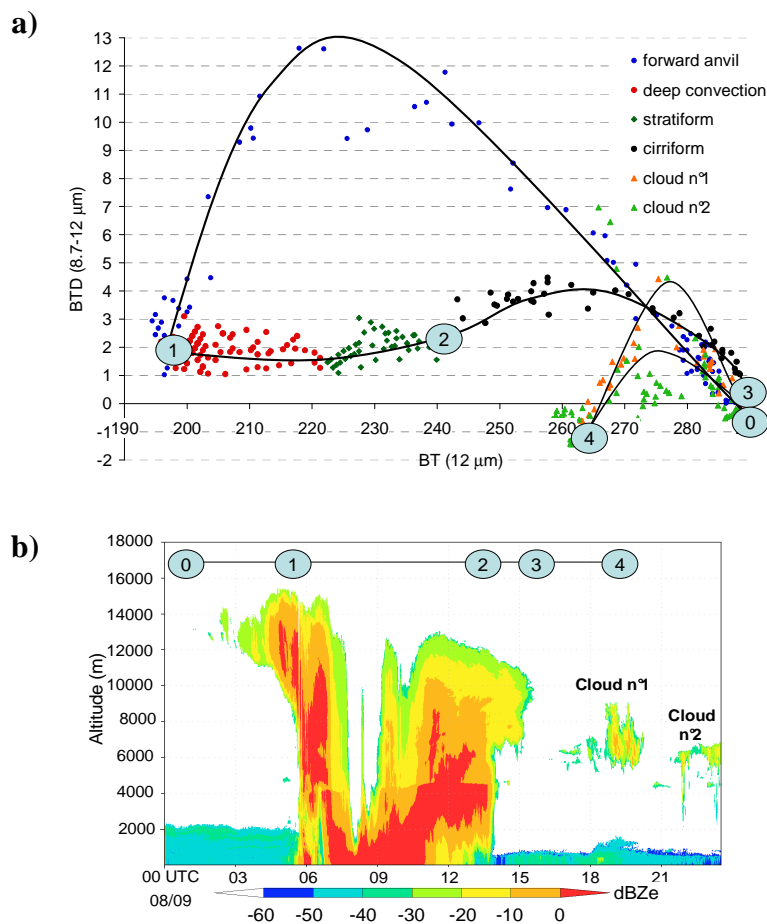


Figure 4.16 : a) Evolution des températures de brillance SEVIRI au dessus de la région de Niamey présentée sous la forme $BTD_{(8.7-12\mu m)}=f(BT_{12\mu m})$. Les couleurs représentent les différentes parties identifiables : grâce à la classification de Steiner (régimes convectifs et stratiformes), ainsi qu'à l'aide des mesures réalisées par le radar ARM pointant à la verticale de Niamey (représenté en b)). De plus les labels bleus disposés sur l'image radar permettent de suivre l'évolution temporelle des arches.

A partir de ces observations et de la classification de Steiner, il est donc possible de caractériser 3 régimes du MCS : convectif, stratiforme et cirriforme (**Figure 4.17-a**) à l'aide d'un seuil sur la température de brillance à 12 microns ($BT_{12\mu m} = 220$ K) et d'un seuil sur les différences de température de brillance ($BTD_{(8.7-12\mu m)} = 2.5$ K). Pour éviter tout problème de classification, nous avons choisi de considérer seulement des nuages avec une température de brillance $BT_{12\mu m} < 280$ K (zone grisée sur la **Figure 4.17-a**). Il existe certains points isolés qui ne sont pas correctement identifiés par cette méthode, mais en moyenne (trait noir), ces seuils donnent satisfaction. Comme précédemment, le résultat de l'évolution temporelle de cette classification nuageuse (BT/BTD) au dessus de Niamey est présenté sur la **Figure 4.17-b**.

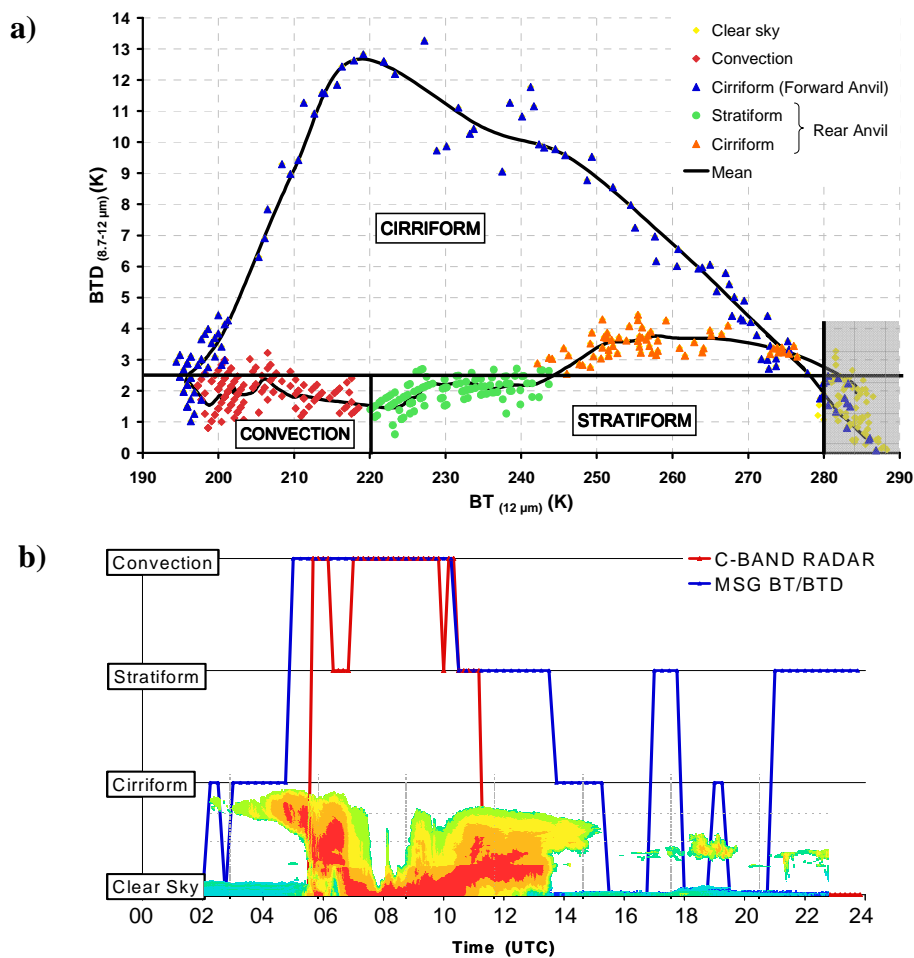


Figure 4.17 : a) Représentation des seuils utilisés pour la séparation des régimes convectifs, stratiformes et cirriformes identifiés à l'aide des mesures radars (bande C et bande W). b) Evolution temporelle de la classification nuageuse au dessus de Niamey avec en bleu la méthode des BT/BTD et en rouge la méthode de Steiner.

Ces résultats permettent de mettre en évidence le potentiel de cette méthode, basée sur de simples seuils de BT et de BTD, pour la classification des différents régimes d'un MCS. La totalité des nuages est détectée et l'enclume du MCS est très bien classifiée par cette méthode. Le début du régime stratiforme est représenté à la même heure (1030 UTC) par les deux

méthodes, et la classification du régime cirriforme est en accord avec les observations faites par le radar ARM qui détecte de la glace non-précipitante à partir de 1345 UTC. De même, la partie cirriforme à l'avant du MCS est bien détectée ; cependant, elle est sous estimée, car lorsque la zone de convection est proche, son influence sur le type d'hydrométéores présents dans la partie cirriforme engendre une mauvaise classification par la méthode des BT/BTD. Ainsi, ces cirrus denses ont tendance à être classifiés comme des nuages convectifs, ce qui se traduit par une détection précoce du régime convectif : 0500 UTC par la méthode des BT/BTD contre 0530 UTC par la méthode radar.

Lorsque le système est situé dans le rayon de balayage du radar, on pourra alors considérer une méthode composite qui consiste à identifier les parties convectives avec la méthode de Steiner, et compléter cette classification en ajoutant les parties stratiformes et cirriformes classifiées par la méthode des BT/BTD (**Figure 4.18**).

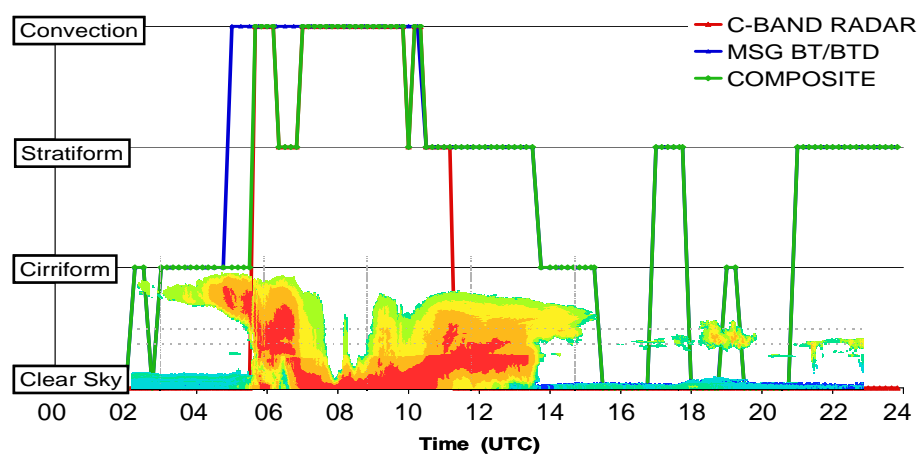


Figure 4.18 : Application de la méthode composite (vert) pour la classification des différentes parties du MCS.

Par contre à plus grande échelle, pour identifier l'enclume du MCS, seule la méthode des BT/BTD est utilisée. Comme observé sur la **Figure 4.19** qui représente les résultats de la classification nuageuse à grande échelle, durant sa phase active (**Figure 4.19-a,b**), le MCS est principalement identifié comme étant une région convective (rouge) avec sur ses bords des nuages de type cirriforme. La partie stratiforme n'est détectée, dans ces cas là, qu'à l'arrière du MCS, alors que lorsque le MCS entre dans sa phase de dissipation, toute sa partie centrale devient de type stratiforme (**Figure 4.19-c**). Plus tard dans la journée, à 1800 UTC (**Figure 4.19-d**), la majeure partie de la région stratiforme du MCS est dissipée alors qu'une grande partie des nuages de glace non précipitant issus du MCS persiste. Les remarques sur la

classification et sur le cycle de vie du MCS peuvent aussi être faites sur les autres systèmes convectifs détectés dans la région.

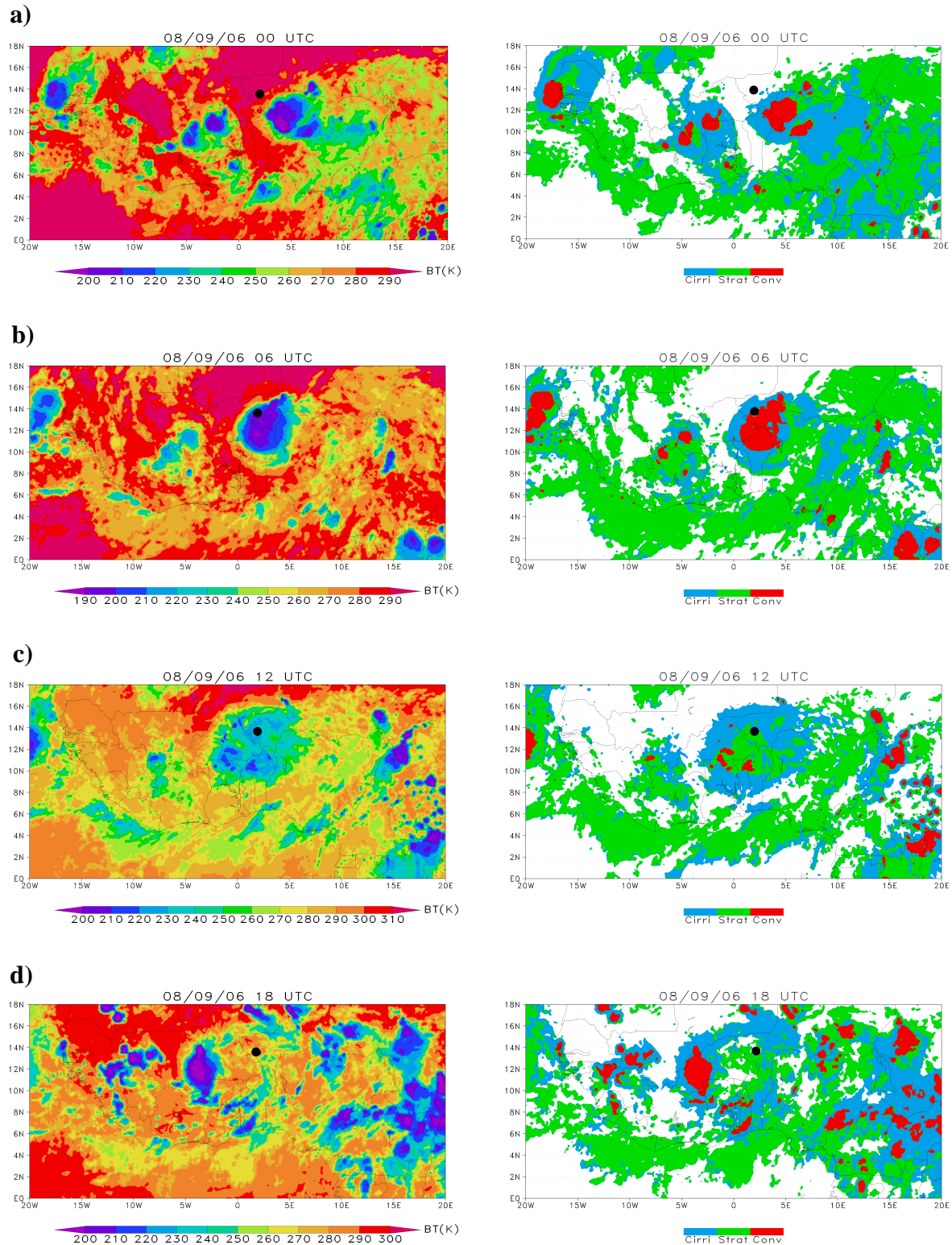


Figure 4.19 : Résultats de la classification nuageuse à grande échelle (droite) en utilisant la méthode des BT/BTD à : a) 0000 UTC, b) 0600 UTC, c) 1200 UTC et d) 1800 UTC ; avec à gauche les températures de brillance à 12 μ m. Le point noir représente la ville de Niamey.

4.4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, le protocole de simulation du cas d'étude ainsi que les différents tests et vérifications réalisées sur les résultats et les données utilisées en entrée du modèle ont été présentés. Selon la fermeture du schéma convectif utilisée, les résultats obtenus peuvent être très différents et seule la fermeture EN (ENsemble) semble représenter le MCS de façon satisfaisante pour réaliser une étude comparative sur les signatures des observations réelles et simulées. De plus, la prise en compte d'une paramétrisation du schéma microphysique avec deux moments s'avère cruciale dans le cadre de la simulation d'un MCS en comparaison de la paramétrisation à un seul moment.

Les comparaisons entre les champs dynamiques observés et simulés ont aussi permis de vérifier la bonne prise en compte dans le modèle des différentes circulations à grande échelle. Par contre, la comparaison de la dynamique à plus fine échelle, en utilisant les radiosondages, met en évidence l'existence d'importantes différences entre les observations et la simulation notamment en ce qui concerne l'humidité relative (retard dans la mise en place du flux de mousson) et le vent méridional (décalage vertical de 1 à 2 km). Par une approche statistique, (transformées de Fourier et calculs des densités de probabilité (*PDF*) de la vitesse verticale) il a été démontré que le modèle RAMS/BRAMS simule de façon réaliste l'évolution du système convectif (phase d'initiation, suivie de maturité et de dissipation).

Les comparaisons directes et statistiques des champs de températures de brillance à 12 μm ont permis de vérifier que le MCS simulé était bien représenté spatialement (position géographique, étendue horizontale), et que la signature sur les TPDF était comparable, ce qui indique une bonne représentation du cycle de vie du MCS dans le modèle. De plus, on a vérifié que la partie convective simulée était moins intense que dans les observations ($BT_{12\mu\text{m}} \text{ simulées} > BT_{12\mu\text{m}} \text{ observées}$).

La classification du MCS en termes de régime convectif/stratiforme/cirriforme a été réalisée en utilisant plusieurs instruments. Dans un premier temps les données du radar Doppler en bande C ont été utilisées (*Steiner et al., 1995*), mais la forte évaporation des précipitations à l'arrière du MCS est une des limitations de cette technique (sous estimation de la partie stratiforme). Pour passer outre cette contrainte, une approche alternative basée sur les mesures SEVIRI a été utilisée. Ainsi en comparant l'évolution des BT et des BTD sur Niamey avec les données de la classification de Steiner et les observations ARM (radar en bande W), les différents régimes du MCS (convectif/stratiforme/cirriforme) ont pu être identifiés à l'aide de deux seuils ($BT_{12\mu\text{m}}=220\text{K}$ et $BT_{D(8.7-12)\mu\text{m}}=2.5\text{ K}$).

Ces résultats obtenus à partir d'une vision méso-échelle sur les circulations dynamiques, les champs météorologiques, la morphologie et le cycle de vie du système montrent que la simulation, bien qu'imparfaite, va être une aide importante pour comprendre et analyser les différents processus microphysiques qui gouvernent, à petite échelle, l'évolution et le développement des différentes cellules nuageuses du MCS.

CHAPITRE 5. RESULTATS MICROPHYSIQUES

Chapitre 5 Résultats microphysiques	
5.1 Validation du schéma microphysique.....	136
5.2 Comparaison avec les mesures aéroportées	140
5.2.1 Les distributions en taille des particules : PSDs	141
5.2.2 Le Radar RASTA.....	143
5.3 Comparaison avec les mesures du site de Niamey	151
5.3.1 Radar à 95GHz de ARM.....	151
5.3.2 Données SEVIRI.....	155
5.4 Approche statistique pour évaluer l'enclume du système	157
5.5 Conclusion.....	163

Dans ce chapitre, le MCS du 8 septembre 2006 est analysé de manière plus détaillée. Le but de ce chapitre est de mieux appréhender la structure interne et donc la microphysique du système au travers de l'évolution (spatiale et temporelle) des divers hydrométéores, de leurs caractéristiques suivant leur localisation (partie convective ou stratiforme), des interactions les phases liquides et glace. Pour cela, le comportement des différentes classes d'hydrométéores a été étudié en utilisant plusieurs méthodes pour dépouiller les résultats simulés par BRAMS :

- (1) on analyse directement ces données sur plusieurs cellules nuageuses en se plaçant dans les mêmes conditions qu'un vol aéroporté équipé de mesures microphysiques (vol « microphysique »)
- (2) on convertit ces données en paramètres mesurés par la télédétection « les observations synthétiques ». Ces observations synthétiques sont ensuite comparées aux mesures réalisées par le radar à 95GHz de ARM sur le site de Niamey, aux mesures radiométriques SEVERI (température de brillance) et aux mesures *in situ* dans le MCS (radar Doppler aéroporté RASTA à 95GHz, et les sondes microphysiques 2D-C, 2D-P et 1D-P) réalisées lors des vols microphysiques.

5.1 VALIDATION DU SCHÉMA MICROPHYSIQUE

Afin d'évaluer le comportement de la microphysique dans le modèle, l'évolution des différents hydrométéores a été suivie et interprétée selon les différentes conditions environnementales rencontrées dans les conditions d'un vol microphysique typique. Pour cela, une trajectoire fictive d'avion a été sélectionnée sur la Grille 3 à 8000 m d'altitude passant par une cellule convective jeune, en phase d'initiation, puis par une cellule convective active, dans sa phase de maturité (**Figure 5.1-a**). Le long de cette trajectoire, l'évolution de la vitesse verticale avec le contenu en eau (**Figure 5.1-b**) et avec la concentration en graupel (**Figure 5.1-c**) permet de constater qu'à partir du moment où il y a une certaine vitesse verticale positive, de l'eau liquide est transportée dans les niveaux supérieurs que ce soit pour la cellule jeune ou la cellule mature. Par contre, dans le cas de la cellule jeune, les graupels ne sont pas encore présents alors que leur concentration est très bien corrélée avec la présence de l'eau liquide dans la cellule mature, ce qui indique la présence d'un givrage important. Ce comportement indique que le schéma microphysique prend en compte l'histoire des différentes cellules, c'est-à-dire leur « âge » microphysique, ce qui est indispensable pour

reproduire correctement le cycle de vie de ce type de système convectif. En contrepartie, le fait de réaliser des statistiques sur ce type de champ microphysique peut présenter des désavantages, car il est possible de mélanger plusieurs cellules d'âges microphysique différents et ainsi mêler les signatures des différents processus microphysiques (**Figure 5.3**).

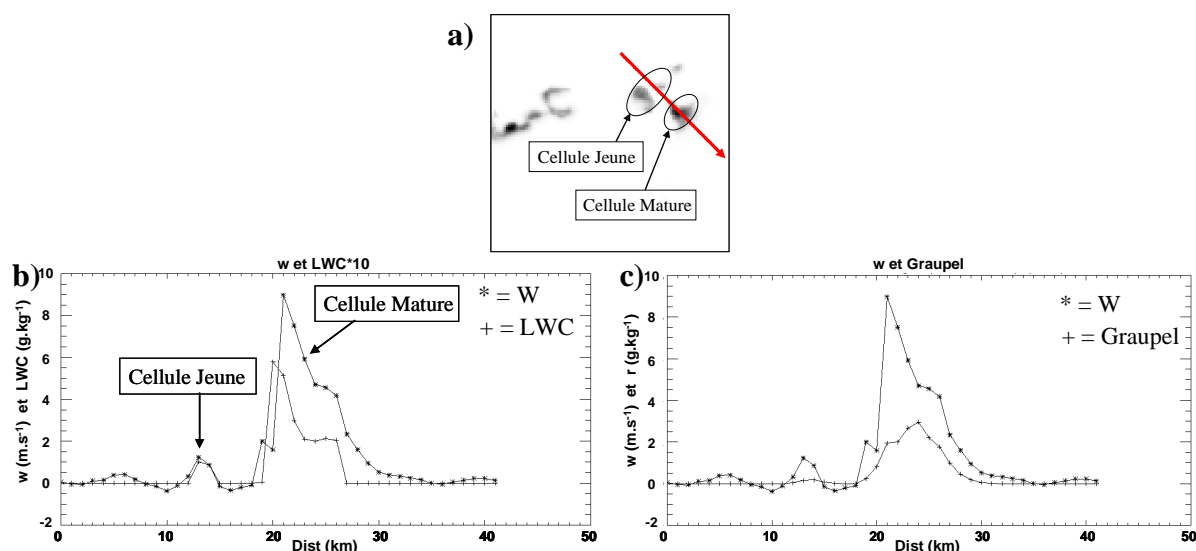


Figure 5.1 : a) représentation dans le champ de vitesse verticale w (en gris) de la trajectoire (en rouge) du vol microphysique réalisé dans la Grille 3 du modèle à 8000 mètres d'altitude). b) représentation de la vitesse verticale w et du contenu en eau liquide LWC (multiplié par 10) le long de la trajectoire et c) représentation de la vitesse verticale w et du rapport de mélange des graupels le long de la trajectoire.

L'évolution du rapport de mélange de l'ensemble des cristaux de glace simulés par BRAMS est présentée sur la **Figure 5.2**. On peut remarquer que la pristine (**Figure 5.2-a**) n'est présente que dans la partie active du système, alors que la neige et les agrégats (**Figure 5.2-b et c**) sont plutôt situés sur les bords du système ce qui est en accord avec les observations typiques réalisées *in situ*. En effet, dans ce type de système, une fois que la glace primaire (Pristine) formée, elle évolue rapidement en neige (dépôt de vapeur) ou en agrégats (agrégation) qui, en partie, sont diffusés sur les bords du système. Pour la partie restante, étant donné la forte concentration en eau liquide, le processus de givrage est activé ce qui crée les particules de type graupel et grêle (**Figure 5.2-d**). Ces particules givrées n'ont pas le même comportement, car la grêle est uniquement créée dans la partie correspondante aux vitesses verticales les plus élevées (supérieures à 5 m.s^{-1}), alors que la catégorie Graupel est observée plus facilement, c'est-à-dire qu'elle possède moins de contraintes.

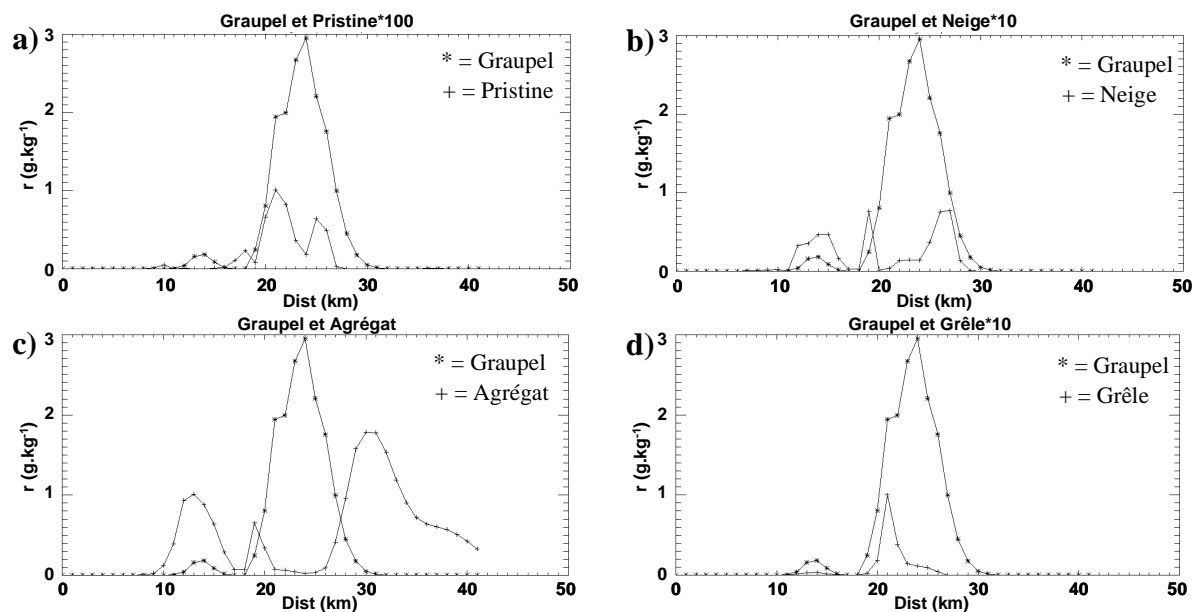


Figure 5.2 : Evolution du rapport de mélange (r en g.kg^{-1}) des différents cristaux de glace pris en compte par le modèle BRAMS avec comme référence commune le rapport de mélange en graupel. a) Pristine (multipliée par 100), b) Neige (multipliée par 10), c) Agrégat et d) Grêle (multipliée par 10).

La **Figure 5.3** illustre les différentes signatures microphysiques que l'on peut rencontrer selon les « âges » microphysiques des systèmes présents sur le domaine.

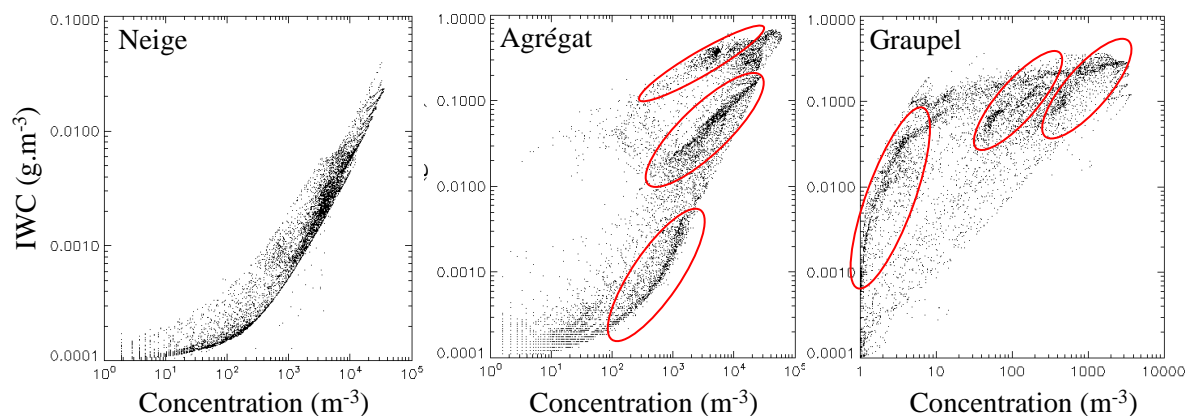


Figure 5.3 : Evolution du contenu en glace en fonction de la concentration en nombre pour différentes classes d'hydrométéores (Neige, Agrégat et Graupel) sur la totalité de la grille 2 à 8000 mètres d'altitude. Les cercles rouges indiquent les différentes signatures visibles sur les classes Agrégat et Graupels.

Sur ce type de figure, les signatures microphysiques sont très différentes selon les hydrométéores considérés. En effet, en ce qui concerne les espèces non givrées de type neige ou agrégat, l'évolution générale est représentée par une augmentation lente du contenu en glace pour des concentrations inférieures à $200\text{--}300 \text{ m}^{-3}$ suivi d'une augmentation beaucoup

plus rapide ; alors que pour les espèces givrées du type graupel, on observe le comportement inverse, une augmentation rapide du contenu en glace lorsque les concentrations sont inférieures à 20 m^{-3} suivi d'une augmentation plus lente. Mais en ce qui concerne les agrégats et les graupels, ce comportement global doit être nuancé car on peut voir que plusieurs signatures très marquées apparaissent (cercles rouges sur la **Figure 5.3**) dues au mélange de cellules d'âges microphysique différents. Selon les caractéristiques thermodynamiques et dynamiques du système considéré, les différents processus de croissance activés sur la catégorie Agrégat (dépôt de vapeur, agrégation) vont permettre de faire évoluer ces hydrométéores de façon très variée. Ainsi pour une certaine concentration en nombre, si le système est dans sa phase de maturité on observera un contenu important car la taille des agrégats aura eu le temps d'évoluer, tandis que si le système est dans sa phase d'initiation, le contenu devrait être plus faible. Ceci explique la présence de telles signatures. Les graupels, créés majoritairement à partir du givrage sur des particules de type neige et agrégat (conditions nécessaires à la création de graupels), vont donc perpétuer la présence de ces signatures, à quoi il faut ajouter le degré de givrage qui va avoir tendance à faire augmenter le contenu sans faire trop évoluer le nombre (selon le taux de création de nouveaux graupels). Les hydrométéores de type Neige ne montrent pas spécialement de signatures microphysiques, et semblent avoir une évolution relativement simple et constante quelque soit le type de système considéré. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la neige ne peut évoluer dans le modèle que par le processus de dépôt de vapeur, ce qui limite les possibilités de rencontrer plusieurs signatures microphysiques. Plus il y a de processus de création et/ou de croissance intervenant sur une classe (agrégation, givrage, dépôt de vapeur) plus les possibilités de rencontrer plusieurs signatures microphysiques sont grandes étant donné que selon leurs histoires, les hydrométéores auront rencontrés différentes conditions thermodynamiques et dynamiques (différents processus de croissance) qui les auront fait évoluer de différentes façons.

En conséquence, le schéma microphysique de BRAMS/RAMS semble réaliste pour ce qui est de la représentation des hydrométéores, car les observations du comportement de chaque type d'hydrométéores sont typiques de celles réalisées *in situ*. De plus, le schéma microphysique garde en mémoire l'histoire de chaque classe d'hydrométéores ce qui permet, en association avec un schéma dynamique réaliste, d'augmenter le réalisme des champs simulés à méso-échelle.

5.2 COMPARAISON AVEC LES MESURES AEROPORTEES

Pour analyser la structure interne du MCS, deux vols du F-F20 ont été réalisés dans la partie stratiforme du MCS avec à son bord le système RALI (RAdar/LIidar) et les sondes microphysiques 2D-C, 2D--P et 1DP (**paragraphe 1.4**). Le premier vol (vol 59) a été effectué entre 0900 et 1230 UTC, c'est-à-dire entre la phase de maturité et la phase de décroissance du MCS à une altitude de 11500 m, tandis que le second vol (vol 60) a été réalisé dans l'après-midi entre 1445 et 1700 UTC pendant la phase de décroissance du MCS à une altitude de 7000 m. Les traces au sol de ces deux vols sont représentées sur le champ de température de brillance ($BT_{12\mu m}$) représentatif des conditions à mi-vol sur la **Figure 5.4**.

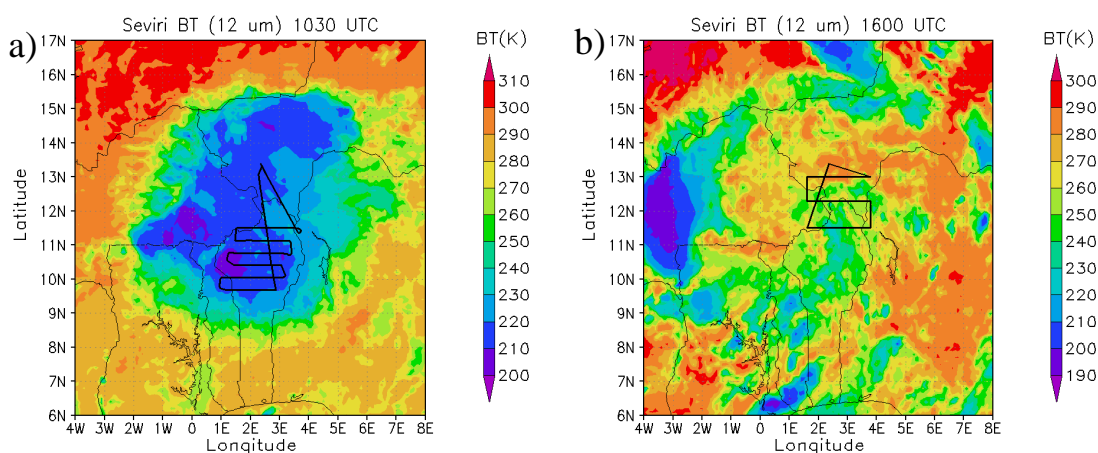


Figure 5.4 : Trajectoires au sol des deux vols effectués par le F-F20 dans la journée du 8 septembre 2006, représentées sur les cartes de températures de brillance SEVIRI à 12 μm correspondant à la situation à mi-vol : a) pour le vol 59 et b) pour le vol 60.

La stratégie de mesure durant les 2 vols est basée sur la réalisation de plusieurs paliers à latitude et altitude constantes, afin de sonder le MCS selon son axe de propagation. Dans la suite de ce paragraphe, les distributions dimensionnelles des hydrométéores ainsi que les résultats obtenus avec le radar RASTA sont comparés à la simulation. Par contre, les données du lidar LNG n'ont pas pu être utilisées en raison de problèmes liés à la qualité des mesures.

5.2.1 Les distributions en taille des particules : PSDs

Durant les vols 59 et 60, les sondes microphysiques 2D-C et 1D-P ont été utilisées pour mesurer la concentration des particules. La complémentarité des gammes de diamètres mesurées par ces deux sondes (25-750 μm pour la sonde 2D-C et 200-6000 μm pour la 1D-P) a permis de construire des spectres dimensionnels composites (PSDs) à une fréquence de 1 Hz sur l'ensemble des deux vols. Il faut noter que durant les vols 59 et 60, la sonde 2D-P a subi un important givrage (même à 11.5 km d'altitude), ce qui a rendu l'exploitation des mesures impossibles (*Bouniol et al., 2008*), et ce qui explique l'utilisation de la sonde 1D-P, qui contrairement à la sonde 2D-P, mesure la dimension des plus grosses particules suivant un seul axe. Etant donné que le vol 60 a eu lieu durant la phase de dissipation du MCS, dans la partie cirriforme, la forme des PSDs est simple et quasiment invariable durant la totalité du vol. Par contre durant le vol 59, des mesures ont été réalisées dans la partie stratiforme du MCS, mais aussi dans certaines parties proches de la zone convective, ce qui est beaucoup plus intéressant pour la comparaison de la variabilité des PSDs. La **Figure 5.5** montre les comparaisons réalisées entre les PSDs composites mesurées lors du vol 59 et celles simulées sur la Grille 3 dans des conditions de vols similaires ; c'est-à-dire dans des parties proches de la zone convective (**Figure 5.5-a, b**), ainsi que dans la partie purement stratiforme (**Figure 5.5-c**).

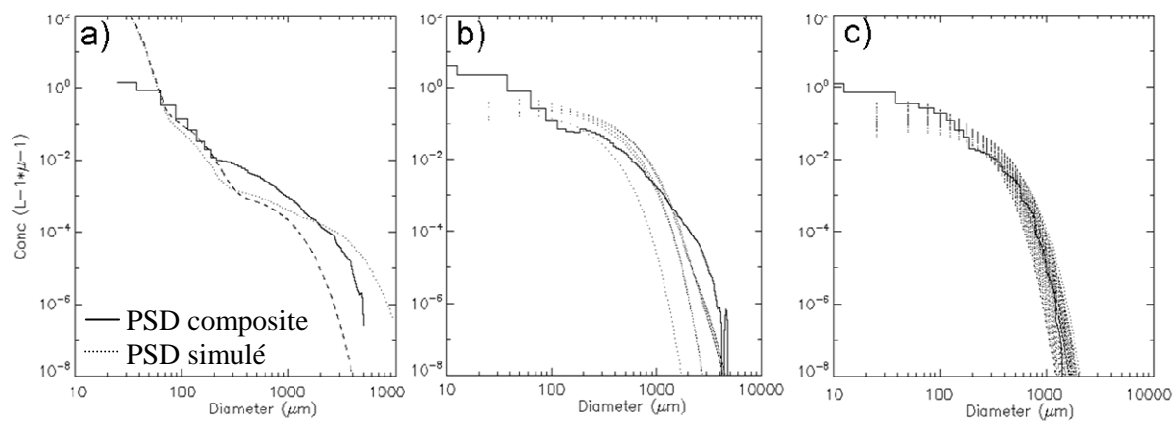


Figure 5.5 : Comparaisons des PSDs simulées (en pointillés) et des PSDs composites (moyennées sur 1 minute ; en trait plein). a) et b) correspondent aux PSDs proches de la zone active : a) 5.5 km d'altitude à 0900 UTC lors de la phase d'ascension de l'avion ; b) 11.3 km d'altitude à 1030 UTC et c) représente les PSDs dans la partie purement stratiforme : 11.3 km à 1100 UTC. Sur la figure a), deux PSDs simulées (à 1200 UTC) à deux niveaux consécutifs (5.2 km en tirets et 5.8 km en pointillés) sont présentées. La figure b) représente la comparaison à 11.3 km d'altitude avec cinq PSDs moyennées et simulées à 1200 UTC. La figure c) représente, sous forme d'un nuage de points, 50 PSDs simulées à 1300 UTC (correspondant à un leg entier).

Sur la **Figure 5.5-a**, la comparaison entre la PSD composite réalisée à 5.5 km d'altitude (lors de l'ascension de l'avion) et les deux PSDs simulées sur deux niveaux consécutifs du modèle (5.3 et 5.8 km) montre que le schéma microphysique à deux moments de RAMS est capable de reproduire des formes complexes de distribution en taille. En effet, du point de vue de la forme des PSDs, on voit que les PSDs simulées reproduisent la bimodalité présente dans les observations. On remarque un bon accord concernant les particules de diamètres compris entre 60 et 200 μm , alors que pour les particules plus grosses, comprises entre 200 et 2000 μm , la concentration n'est pas correctement restituée par le modèle (que se soit à 5.2 km ou à 5.8 km). Une des raisons de la mauvaise représentation de cette gamme de diamètre provient du fait que la transition entre les deux modes de la PSDs n'est pas correctement représentée : à 320 μm pour la PSD à 5.2 km et à 260 μm pour la PSD à 5.8 km contre 200 μm dans les observations. La présence de cette bimodalité dans les PSDs a notamment été étudiée par *Mitchell et al. (1996)* qui ont montré qu'elle représente le passage entre le mode de croissance des petites particules (principalement le dépôt de vapeur) et le processus d'agrégation, dominant sur les particules plus grosses. L'efficacité du processus d'agrégation est donc sous estimée dans le modèle pour les petites particules ce qui entraîne d'énormes différences sur les particules plus grosses.

Dans le cas de la PSD à 5.2 km, on peut voir que cette sous estimation entraîne un décalage constant de la concentration sur l'ensemble de la gamme de diamètre alors que pour la PSD à 5.8 km, qui montre une transition vers le processus d'agrégation pour des diamètres plus faibles, on sous-estime dans un premier temps la concentration, puis on la surestime pour les très grands diamètres (>2000 μm). Donc plus l'efficacité du processus d'agrégation est importante pour les petits diamètres, plus les particules simulées deviennent grosses (résultat attendu), mais lorsque l'on a en plus le processus de givrage qui devient efficace sur ces particules (givrage important dans le modèle au dessus de l'isotherme 0°C), alors les hydrométéores peuvent atteindre des tailles bien trop importantes (>5000 μm) comparées à celles observées.

Le modèle répond donc bien à la présence de la trop forte concentration en eau surfondue à ces niveaux, en créant beaucoup de particules givrées et notamment de très (trop) grosses. Si l'on considère que le taux de transfert entre les agrégats et les espèces givrées (graupels et grêle) est convenable dans le modèle, il est néanmoins nécessaire de modifier le paramètre de forme v des espèces givrées, en leur attribuant une valeur plus importante, afin de mieux représenter la queue de la distribution (**paragraphe 3.2.3**). Une autre remarque que l'on peut faire sur la **Figure 5.5-a** est le fait que l'on observe une importante variation des

PSDs simulées entre deux niveaux du modèle, ce qui rappelle la très forte dépendance du schéma microphysique à la température et à la sursaturation. La **Figure 5.5-b**, représente des PSDs à une altitude de 11.3 km, toujours dans une partie proche de la partie convective. Les 5 PSDs simulées, présentées sur cette figure, correspondent à 5 PSDs moyennes obtenues le long du palier. On peut voir que dans ce cas aussi, pour des diamètres supérieurs à $1000\mu\text{m}$, la queue de la distribution est représentée par une exponentielle, ce qui est en accord avec les résultats de *Bouniol et al., 2010* (vol 59-S2). Par contre, sur l'ensemble du palier, les hydrométéores simulés sont toujours plus petits que ceux observés. Sur la **Figure 5.5-c**, sont représentées 50 PSDs simulées sur l'ensemble du palier dans une région purement stratiforme (1100 UTC dans les observations et 1300 UTC dans le modèle). Que ce soit dans la PSD composite ou les PSDs simulées, la forme exponentielle de la distribution apparaît dès $500\mu\text{m}$; de plus, on peut voir que la forme est très peu variable dans cette partie du MCS (même constat que pour l'ensemble du vol 60), et que le modèle restitue correctement la concentration, avec un comportement moyen des PSDs simulées en accord avec les observations.

Donc, pour conclure sur ce paragraphe, les PSDs simulées peuvent avoir des formes complexes grâce à l'utilisation d'un schéma microphysique à 2 moments associées à plusieurs hydrométéores (7 classes), ce qui permet de traiter le caractère multimodal des PSDs mesurées. De plus, bien que les comparaisons réalisées proches de la partie convective ne soient pas très bonnes, notamment à cause de la sous-estimation du processus d'agrégation pour les petites particules et la surestimation du processus de givrage à cause de la trop forte concentration en eau surfondue, le comportement de la microphysique dans les parties stratiformes (plus calme d'un point de vue dynamique), est en accord avec les observations réalisées *in situ*.

5.2.2 Le Radar RASTA

Le radar Doppler aéroporté RASTA (95GHz), présent à bord du Falcon-20, a été utilisé durant la SOP2a3 (région de Niamey) et la SOP3a2 (région de Dakar). Dans un premier temps, le but était d'utiliser ce radar afin de comparer les résultats du simulateur dans les mêmes conditions de vols, de façon directe et statistique de la même manière qu'avec les données du radar ARM situé au sol. Mais, le problème de la très faible sensibilité de RASTA durant la campagne AMMA (-6.6 dBZ à 1 km au Nadir ; *Bouniol et al., 2008*) n'a pas permis de réaliser ces comparaisons. Un des exemples les plus parlants du manque de sensibilité de

RASTA durant la campagne est illustré sur la **Figure 5.6**, qui représente les mesures réalisées par RASTA le 22 septembre 2006 dans le cadre du vol 72 (à 8 km d'altitude), en colocation avec les mesures du radar CPR à bord du satellite CloudSat.

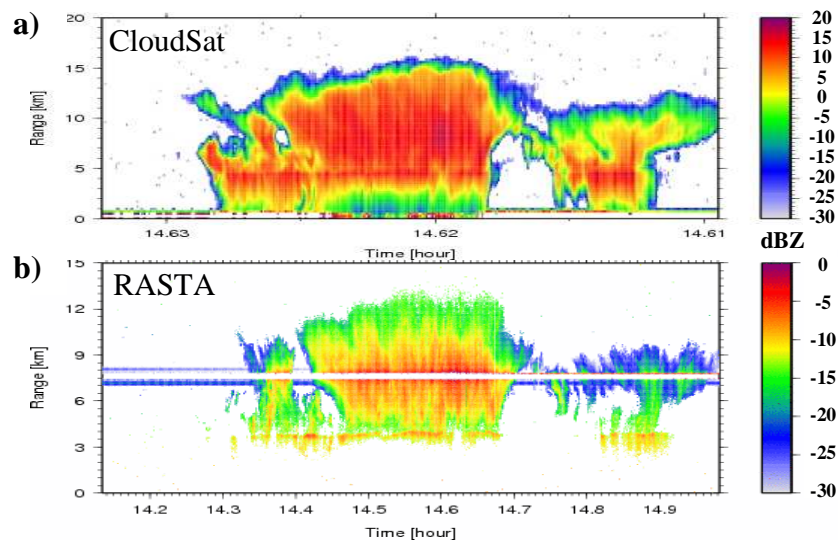


Figure 5.6 : Comparaison des réflectivités mesurées par : a) le radar CPR embarqué à bord du satellite CloudSat ; b) le radar RASTA embarqué à bord du F-F20 lors du MCS du 22 septembre 2006 (vol 72 ; SOP3a2) dans la région de Dakar.

Très clairement, le satellite spatial sonde la totalité du MCS entre 0 et 16 km d'altitude alors que RASTA ne détecte pas le sommet du MCS (altitude maximale d'environ 13 km) et n'arrive pas à sonder en dessous de l'altitude du niveau de fonte (environ 4 km d'altitude) à cause des problèmes d'atténuation. De plus, une grande différence est observée en terme de magnitude des réflectivités mesurées entre ces deux radars : les réflectivités RASTA sont toujours plus faibles que celles mesurées par le radar CPR à cause de la faible sensibilité. Dans ce travail, RASTA a été utilisé uniquement sur ses premières « portes » afin de minimiser les problèmes dus à la sensibilité et à l'atténuation.

5.2.2.1 Influence de l'exposant β de la loi masse-diamètre sur le calcul des réflectivités

Dans ce paragraphe, les mesures RASTA sont comparées aux réflectivités « *in situ* », calculées à partir des spectres dimensionnels composites (construits à partir des sondes 2D-C et 2D-P) et de différentes lois masse-diamètre, afin de déterminer les exposants β les mieux adaptés. La **Figure 5.7-a** présente les comparaisons réalisées le 8 septembre 2006 (dans le cadre du vol 59), entre les réflectivités RASTA (mesurées au nadir sur la porte 6 à 360 m de

l'avion) et les réflectivités « *in situ* » calculées à l'aide de la loi masse-diamètre des graupels ($\beta=3$). Tout d'abord, pour des valeurs de réflectivité RASTA comprises entre -10 et 0 dBZ, il existe un décalage constant de +8 à +10 dBZ en faveur des réflectivités « *in situ* » ; ceci est dû à la faible sensibilité de RASTA. Néanmoins, la corrélation entre ces deux champs est bonne, car le nuage de points évolue autour d'une pente de valeur 1 (parallèle à la droite en tiret). Par contre, pour les plus fortes réflectivités ($Z_{\text{RASTA}} > 0$ dBZ), aucune corrélation n'est observée en raison du problème de givrage sur la sonde 2D-P (Bouniol et al., 2008), ce qui compromet là aussi, les comparaisons et l'étude de l'impact des différentes loi-masse-diamètre.

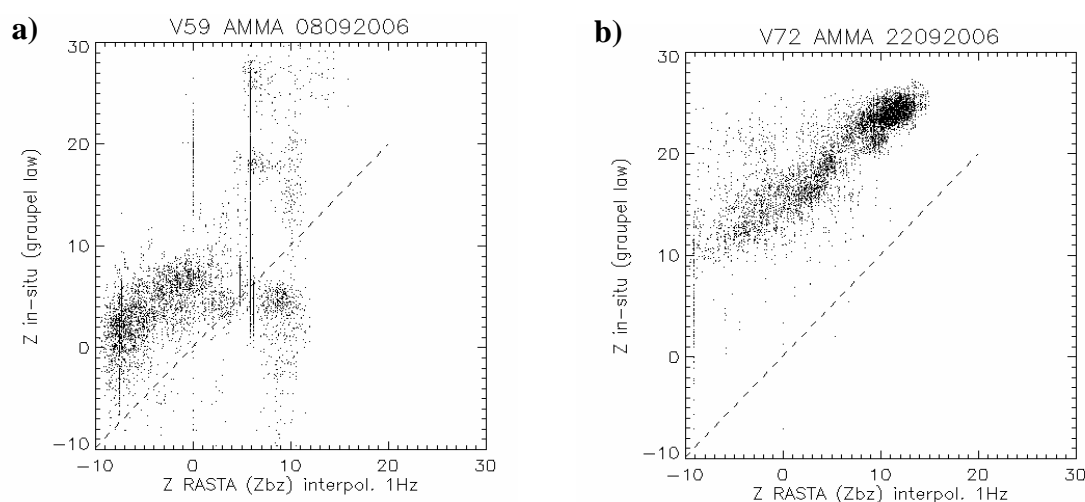


Figure 5.7 : Comparaisons entre les réflectivités mesurées par le radar RASTA (au nadir à 360m de l'avion ; porte 6) et calculées à partir des spectres composites à l'aide de la loi masse-diamètre des graupels pour : a) le vol 59 du 8 septembre et b) le vol 72 du 22 septembre. La droite en tiret représente une droite de pente 1.

Afin de tester l'influence de l'exposant β , on s'est intéressé au cas du MCS du 22 septembre dans la région de Dakar (présenté sur la **Figure 5.6**), qui est un MCS de mousson typique. Les observations obtenues lors de ce vol (**Figure 5.7-b**) sont meilleures, car la sonde microphysique a été moins affectée par le givrage que dans le vol 59. Dans ce cas, il existe également un décalage important (de 15 à 20 dBZ), toujours en faveur des réflectivités « *in situ* ». Néanmoins, la corrélation entre les deux champs est très satisfaisante, ce qui a permis de réaliser les tests de sensibilité sur les exposants des lois masse-diamètre, dont une partie des résultats (les plus représentatifs) est présentée sur la **Figure 5.8**.

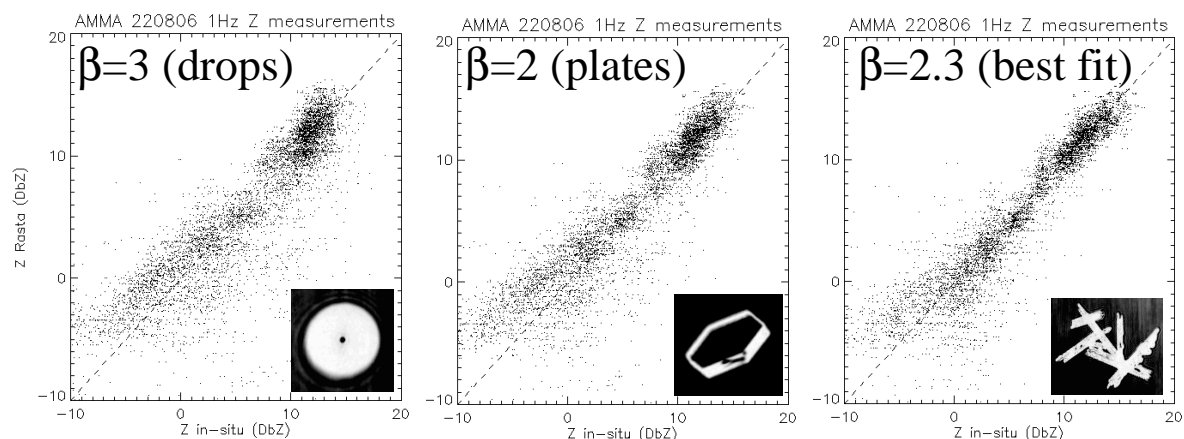


Figure 5.8 : Comparaisons entre les réflectivités RASTA et les réflectivités *in situ* calculées avec différents exposants de la loi masse-diamètre : $\beta=3$ (goutte, graupel) ; $\beta=2$ (plaque) et $\beta=2.3$ (~agrégats = corrélation optimale), sur l'ensemble du vol 72. Les réflectivités RASTA ont été décalées arbitrairement de 15 dBZ afin de faciliter les comparaisons.

Les résultats présentés sur cette figure ont été obtenus en utilisant 3 valeurs de coefficients β : $\beta=3$ pour les gouttes et les graupels ; $\beta=2$ pour les plaques et $\beta=2.3$ pour les agrégats avec lequel on obtient la meilleure corrélation. Tout d'abord, quelque soit l'exposant choisi (entre 2 et 3), le résultat final est satisfaisant, et les différences minimales. Néanmoins, le coefficient $\beta=2.3$ donne le meilleur accord entre le calcul et les mesures, ce qui est en accord avec l'étude plus détaillée réalisée par *Bouniol et al., 2010* qui trouve des valeurs de 2.4 pour les parties identifiées comme stratiformes et 2.6 pour les parties cirriformes. Ces résultats soulignent que les exposants les mieux adaptés pour la représentation des enclumes de MCS sont compris entre 2 et 3. Cette gamme de valeurs correspond à des particules relativement denses, dont le comportement est compris entre celui des agrégats ($\beta=2.4$ dans le modèle) et celui des graupels ($\beta=3$ dans le modèle) ; ce qui est en accord avec l'aspect général des particules échantillonnées lors de ce vol (**Figure 5.9-a**). Sur les **Figure 5.9-b et 5.9-c** qui représentent les images des hydrométéores typiques échantillonnés avec la sonde 2D-C durant les vols 59 et 60 du 8 septembre, on peut voir que la forme des particules rencontrées est très souvent complexe. Il s'agit en général d'agrégats plus ou moins givrés, qui peuvent être classés dans la catégorie Graupel lorsque le givrage est intense.

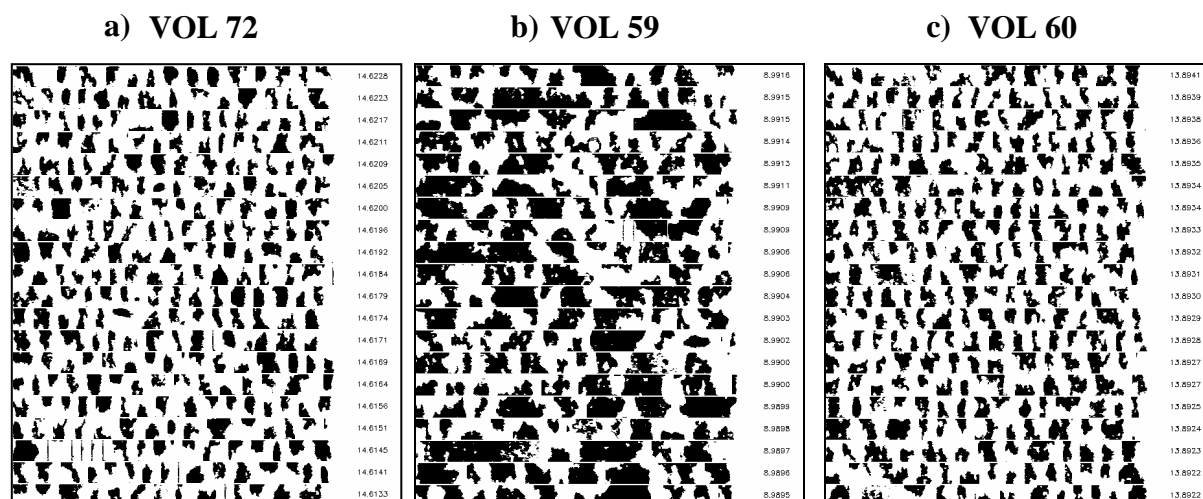


Figure 5.9 : Exemple d'images représentatives des hydrométéores échantillonnés à l'aide de la sonde 2D-C durant différents vols : a) VOL 72 (22 septembre 2006), b) VOL 59 (8 septembre 2006 - matinée) et c) VOL 60 (8 septembre 2006 – après-midi).

Le givrage est donc un processus très important dans les enclumes de systèmes convectifs de mousson. De ce fait, les nombreuses lois masse-diamètre empiriques « classiques » utilisées dans les modèles ou dans les algorithmes d'inversions du type *Locatelli et Hobbs (1974)*, *Brown et Francis (1995)*, ne sont pas adaptées pour la représentation de la phase glace de ce type de système, car ces lois ont été obtenues dans des conditions thermodynamiques et dynamiques très différentes d'échantillonnage (*Bouniol et al., 2010*). Bien que les paramétrisations du schéma microphysique de RAMS/BRAMS semblent cohérentes avec ces résultats (avec des coefficients $\beta = 2.4$ pour les agrégats et $\beta = 3$ pour les graupels), le fait que la densité des hydrométéores givrés échantillonnés durant ces vols microphysiques puisse varier entre 0.1 et 0.8 g.cm^{-3} , indique qu'il serait utile d'améliorer la représentation des graupels. En effet, les graupels simulés dans le modèle ont une densité assez faible de 0.3 g.cm^{-3} et les agrégats ont une densité d'environ 0.15 g.cm^{-3} (pour $D=200 \text{ }\mu\text{m}$), donc la grande gamme de variabilité des densités observées n'est pas correctement reproduite. Le pré-facteur de la loi masse-diamètre, qui fixe la gamme de densité, devrait être plus élevé, car seule la catégorie Grêle permet de représenter des hydrométéores vraiment denses ($\rho=0.9 \text{ g.cm}^{-3}$), alors qu'elle ne peut être présente dans le modèle que lorsqu'il y a de fortes vitesses verticales (cf. 5.1), ce qui n'est pas le cas dans la partie stratiforme du MCS. Ainsi, le modèle active le processus de givrage (présence de graupels = givrage), même dans la partie stratiforme du MCS, ce qui est en accord avec les observations, mais ne permet pas de représenter les particules denses qui sont observées dans les enclumes des MCSs.

5.2.2.2 Analyse de l'exposant de rugosité

Pour évaluer l'importance du givrage lors des vols microphysiques, l'exposant de rugosité (noté R), est calculé (*Duroure et al., 1994*). Cet exposant de rugosité relie le périmètre des hydrométéores échantillonnés à leur surface par une relation du type $Périmètre = A \times Surface^R$ où A est une constante. Ce paramètre permet de s'affranchir de la taille des hydrométéores car il caractérise la géométrie des hydrométéores et ainsi leur mode de croissance préférentiel. Pour cela, chaque hydrométéore présent sur les images de la sonde 2D-C est représenté dans un espace surface-périmètre en échelle bi-logarithmique (log-log). L'ensemble des hydrométéores de la population échantillonnée est ensuite caractérisé par une droite, dont la pente représente l'exposant de rugosité. Ainsi, une population de particules peut être représentée par un exposant de rugosité (R) compris entre les valeurs limites 0.5 et 1. $R=0.5$ représente une croissance isométrique (simple), caractéristique d'une croissance par givrage (graupel, grêle) ou d'une croissance uniforme par dépôt de vapeur (plaque). $R=1$ représente une croissance géométrique complexe selon des axes privilégiés (dendrite). Une croissance par agrégation est représentée par une valeur de R d'environ 0.8 (**Figure 5.10**), qui illustre l'évolution du coefficient de rugosité (R) en fonction de la réflectivité radar.

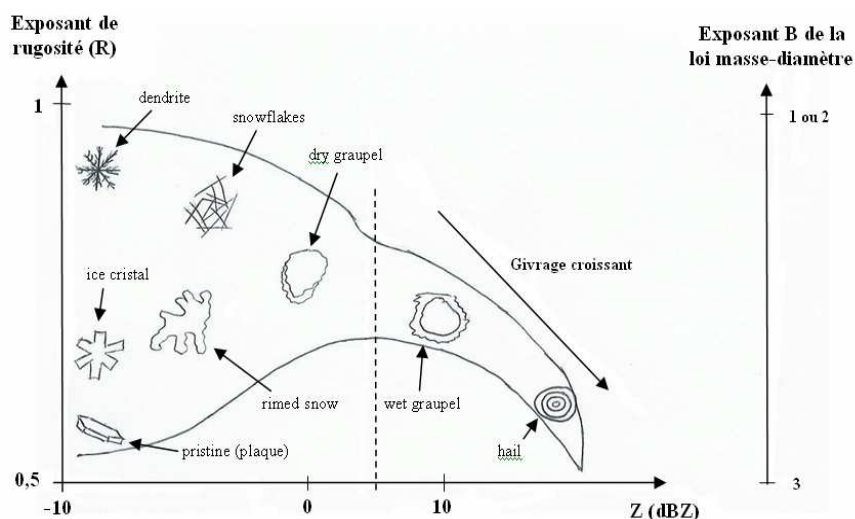


Figure 5.10 : Représentation schématique de l'évolution du coefficient de rugosité (R) (représentatif du mode de croissance) en fonction de la réflectivité pour différents types de cristaux. L'axe sur la droite représente l'exposant β de la loi masse-diamètre.

Grâce à ce type de représentation, chaque type d'hydrométéores a une signature particulière, ce qui permet d'extraire une information sur le processus de croissance prépondérant dans la population échantillonnée. Ce type de représentation a été réalisé sur les vols 59 et 60 du 8

septembre, ainsi que sur les résultats de la simulation (**Figure 5.11**). On a pu vérifier que le processus de givrage était important durant le vol 59 à 11.5 km d'altitude pendant la phase de maturité du MCS (**Figure 5.11-a**) comparé au vol 60 réalisé durant la phase de décroissance (**Figure 5.11-b**). De plus, ce type de représentation appliquée aux hydrométéores simulés permet de voir que la signature du processus de givrage est très prononcée dans le modèle avec la présence d'une forte concentration de points autour de $R=0.5$, ce qui appuie les conclusions réalisées précédemment sur la présence d'un givrage trop important dans le modèle.

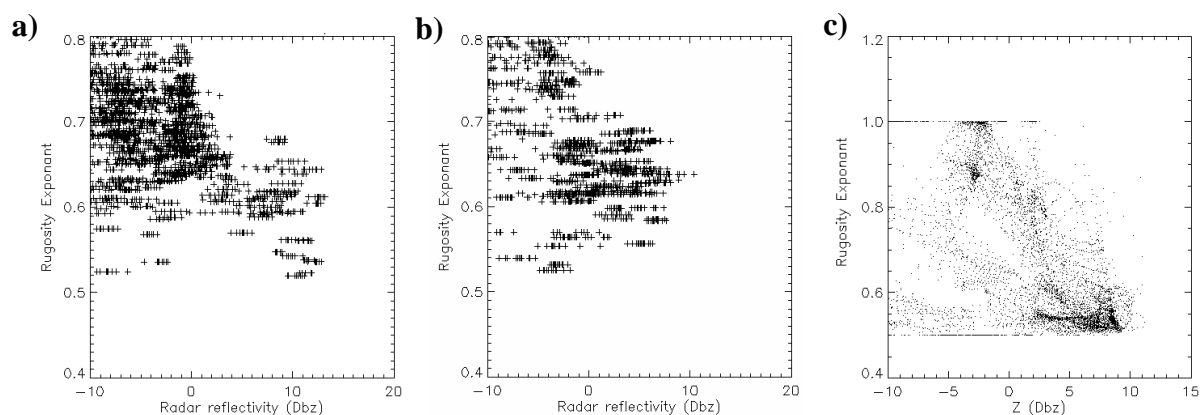


Figure 5.11 : Représentation de l'exposant de rugosité en fonction de la réflectivité radar pour le cas du 8 Septembre 2006 : a) le vol 59 (phase de maturité du MCS), b) le vol 60 (phase de décroissance du MCS) et c) résultats de la simulation. L'échelle de l'exposant de rugosité R sur la figure c est plus grande que celles représentées sur les figures a et b.

5.2.2.3 Etude de la décroissance des PDFs des réflectivités

Afin de comparer les réflectivités simulées à celles mesurées par le radar RASTA et à celles calculées à partir des mesures microphysiques, on a évalué la décroissance des distributions des réflectivités. La réflectivité radar étant très sensible à la taille des particules, l'allure de la décroissance des distributions des réflectivités exprimées en $\text{mm}^6 \cdot \text{m}^{-3}$ (c'est-à-dire $10^{Z/10}$), est un moyen qualitatif robuste de vérifier la représentation des événements extrêmes dans le modèle. La **Figure 5.12** représente les résultats obtenus pour les réflectivités RASTA, *in situ* et simulées par le modèle à 11.5 km d'altitude. Les trois distributions sont comparables et semblent décroître de façon exponentielle, ce qui indique que les réflectivités simulées sont cohérentes avec les observations, même pour la représentation des événements rares associés aux fortes réflectivités, qui correspondent aux régions actives du MCS. La pente de ce type de

distribution n'a pas été exploitée de façon quantitative, car elle dépend des hypothèses faites sur la constante du radar ou encore de la méthode de calibration.

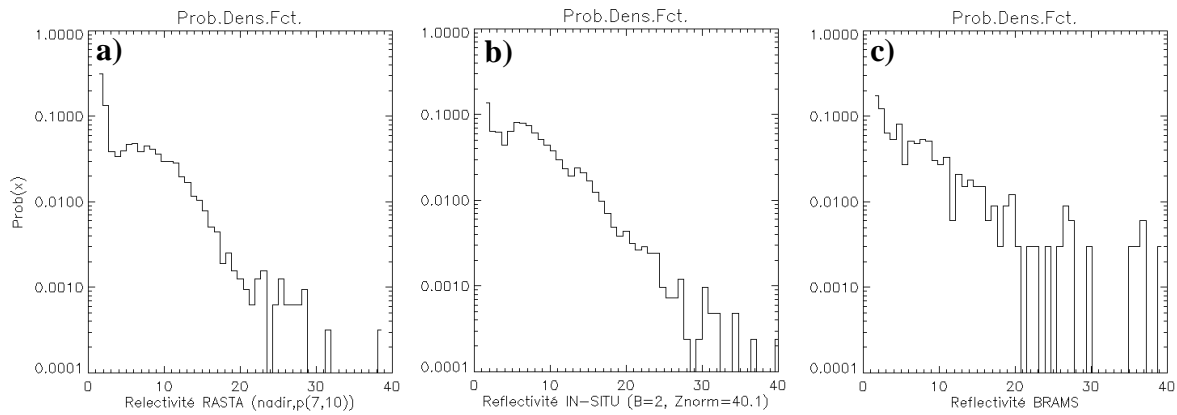


Figure 5.12 : Evolution de la décroissance des distributions des réflectivités (exprimées en $\text{mm}^6.\text{m}^{-3}$) pour : a) les données RASTA, b) les réflectivités « *in situ* » et c) les réflectivités simulées.

5.3 COMPARAISON AVEC LES MESURES DU SITE DE NIAMEY

5.3.1 Radar à 95GHz de ARM

Pour comparer les résultats de la simulation aux observations réalisées par le radar Doppler ARM, les réflectivités ainsi que les vitesses Doppler ont été simulées à partir des sorties du modèle avec une résolution temporelle de 5 minutes. Les comparaisons entre les données du radar ARM et celles simulées sont présentées sur la **Figure 5.13**. Afin d'être cohérent avec les observations, le seuil de détection du radar ARM a été appliqué sur les réflectivités simulées :

$$Z_{\min}(\text{dBZ}) = -54 + 20.\log(\text{Altitude}[\text{km}]) \quad (5.1)$$

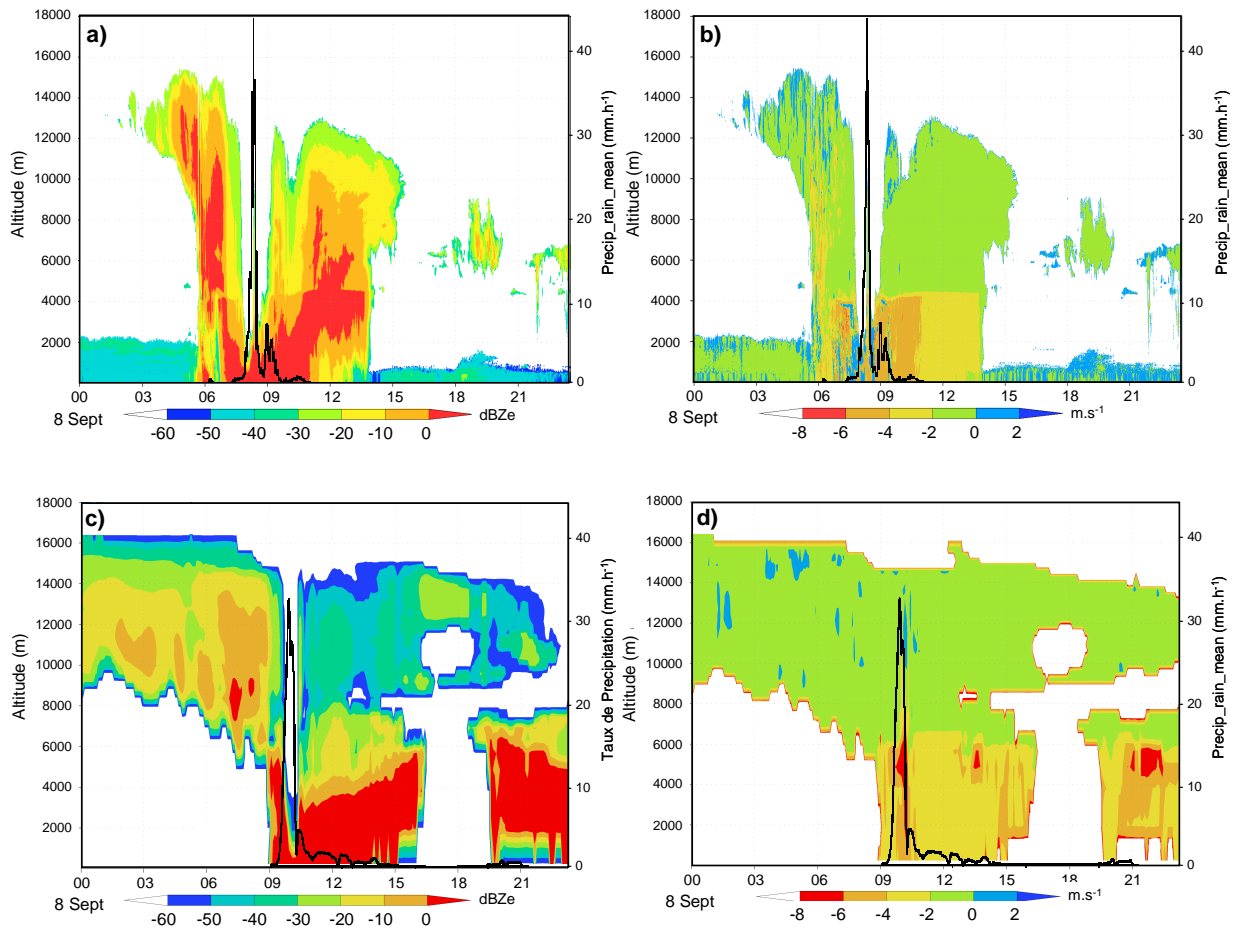


Figure 5.13 : Evolution temporelle des réflectivités et des vitesses Doppler observées (a et b) et simulées (c et d) au-dessus de Niamey, le 8 septembre 2006. Le trait plein sur les figures représente le taux de précipitation en mm.h^{-1} . Les figures c et d ont été réalisées en utilisant les sorties du modèle avec une résolution temporelle de 5 minutes. La vitesse Doppler (d) a été simulée sans tenir compte de l'atténuation.

La **Figure 5.13** met en avant d'importantes différences entre le MCS simulé et celui observé. Tout d'abord, à l'avant du MCS entre 0000 UTC et 0900 UTC, une couverture nuageuse continue est simulée. Elle est formée des restes du précédent système et de la partie cirriforme (forward anvil) du MCS. Lors du passage de la partie convective du MCS au dessus du radar (entre 0930 et 1100 UTC dans le modèle et entre 0800 et 0900 UTC dans les observations), on remarque que le signal est complètement éteint à cause de la présence de gros hydrométéores précipitant (pluie, grêle, graupel). Par ailleurs, la partie convective est plus intense dans les observations que dans le modèle, car le taux de précipitation maximal mesuré est supérieur à 40 mm.h^{-1} alors que celui simulé est de 32 mm.h^{-1} . Par contre, la durée des précipitations est plus courte lors des mesures que dans la simulation. Ces différences entre les observations et les simulations, sont cohérentes avec les conclusions réalisées en analysant les champs de température de brillance sur la Grille 2 (**paragraphe. 4.2.4**). De plus, on peut voir que les deux heures de délai dans la simulation sont représentées ici par le délai du maximum d'atténuation : 0800 UTC dans les observations et 1000 UTC dans le modèle (**Figure 5.13-a et c**), avec une valeur maximale de 50 dBZ.km^{-1} , correspondant aux régions des plus fortes concentrations en gouttes de pluie, grêle et graupel (**Figure 5.14**). En ce qui concerne la partie stratiforme du MCS, le niveau de fonte est correctement situé par rapport aux observations, aux alentours de 4 km d'altitude, avec une augmentation des réflectivités correspondant au passage de la phase glace à la phase liquide. Les coefficients d'atténuation simulés, dans cette partie du système au sein de la phase liquide, ont des valeurs allant de 12 dBZ.km^{-1} à 1200 UTC jusqu'à environ 2 dBZ.km^{-1} à 1600 UTC. On peut également observer qu'à partir de 1500 UTC dans le modèle, une forte évaporation des précipitations est simulée, car une grande partie des réflectivités n'atteignent pas le niveau du sol, tout comme dans les observations. Dans la partie cirriforme, entre 1630 UTC et 1900 UTC et entre 10 et 12 km d'altitude, un trou dans le champ de réflectivité est simulé par le modèle. Cette absence de réflectivité correspond à une intrusion d'air sec dû à un renforcement du vent de nord-est advectant de l'air sec (environ 35% d'humidité relative), ce qui se traduit par l'évaporation d'une partie des hydrométéores qui deviennent indétectables au radar du à la diminution de leurs diamètres ($D < 55 \mu\text{m}$). Néanmoins, la gamme des réflectivités simulées est en accord avec les observations, surtout dans la phase glace. Les vitesses Doppler (**Figure 5.13-b et d**) ont des valeurs cohérentes, hormis le fait que la transition entre les hydrométéores non-précipitants et les hydrométéores précipitant est située à 6 km dans le modèle, alors qu'on ne l'évalue que vers 4 km d'altitude dans les observations, c'est-à-dire à la même altitude que le niveau de fonte. Cette augmentation de la vitesse de chute des hydrométéores dans le modèle

est due à la présence de gros hydrométéores givrés entre 4 et 6 km d'altitude (Graupel et Grêle ; **Figure 5.14-d et e**) qui sont paramétrisés avec d'importantes vitesses de chute et donc précipitent. La présence de telles concentrations en hydrométéores givrés à ces altitudes dans le modèle est reliée à l'importante quantité d'eau surfondue ($0.7\text{-}0.8 \text{ g.kg}^{-1}$; **Figure 5.14-f**) advectée par l'ascendance méso-échelle ($0\text{-}1 \text{ m.s}^{-1}$; **Figure 5.14-h**) située entre 4 et 8 km d'altitude. Cette constante advection d'eau surfondue à ces niveaux dans la partie stratiforme du MCS contraint le schéma microphysique à activer le processus de givrage dans d'importantes proportions (principalement sur les agrégats et la neige ; **Figure 5.14-b et c**), car la concentration en cristaux de glace n'est sûrement pas suffisante ($\sim 10^5 \text{ m}^{-3}$) pour que seul l'effet Bergeron suffise à réduire la concentration en eau surfondue de façon significative.

Il faut noter que le lidar à 532 nm présent sur le site de la station ARM n'a pas pu être utilisé dans cette étude à cause de la trop forte atténuation du signal. En effet, même dans les parties cirriformes du MCS, le signal lidar est complètement atténué, que ce soit dans les observations ou le modèle ce qui ne permet pas de réaliser des comparaisons intéressantes.

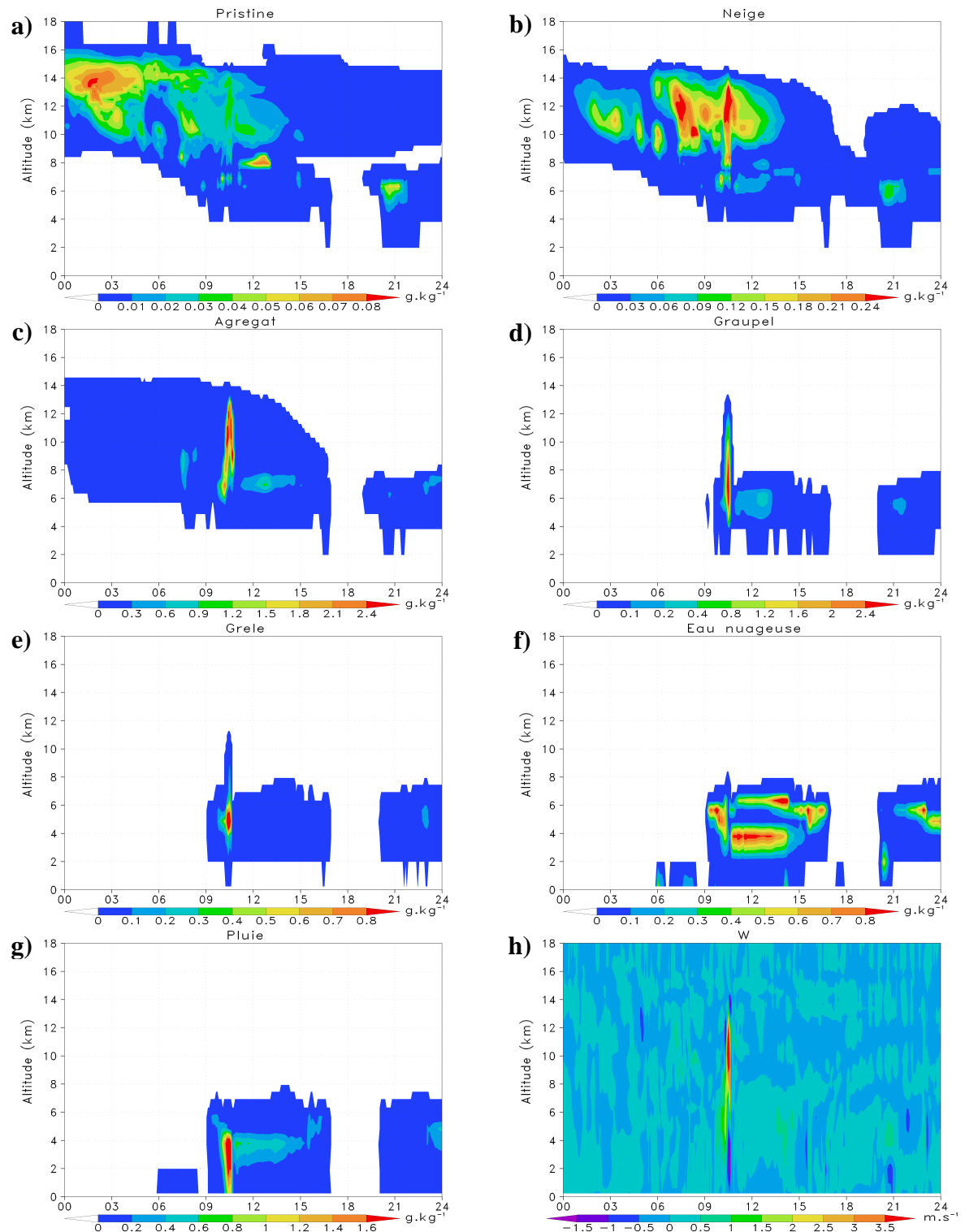


Figure 5.14 : Evolution temporelle des rapports de mélange (g.kg^{-1}) des différents hydrométéores au dessus de la ville de Niamey, le 8 septembre 2006: a) Pristine ; b) Neige ; c) Agrégat ; d) Graupel; e) Grêle ; f) Eau nuageuse ; g) Pluie ; h) Vitesse verticale W.

5.3.2 Données SEVIRI

Dans le but de comparer les résultats du simulateur de température de brillance à petite échelle avec les données SEVIRI, l'évolution des différences de température de brillance entre les canaux à 8.7 μm et 12 μm en fonction de la température de brillance à 12 μm au dessus de Niamey est analysée (**Figure 5.15**).

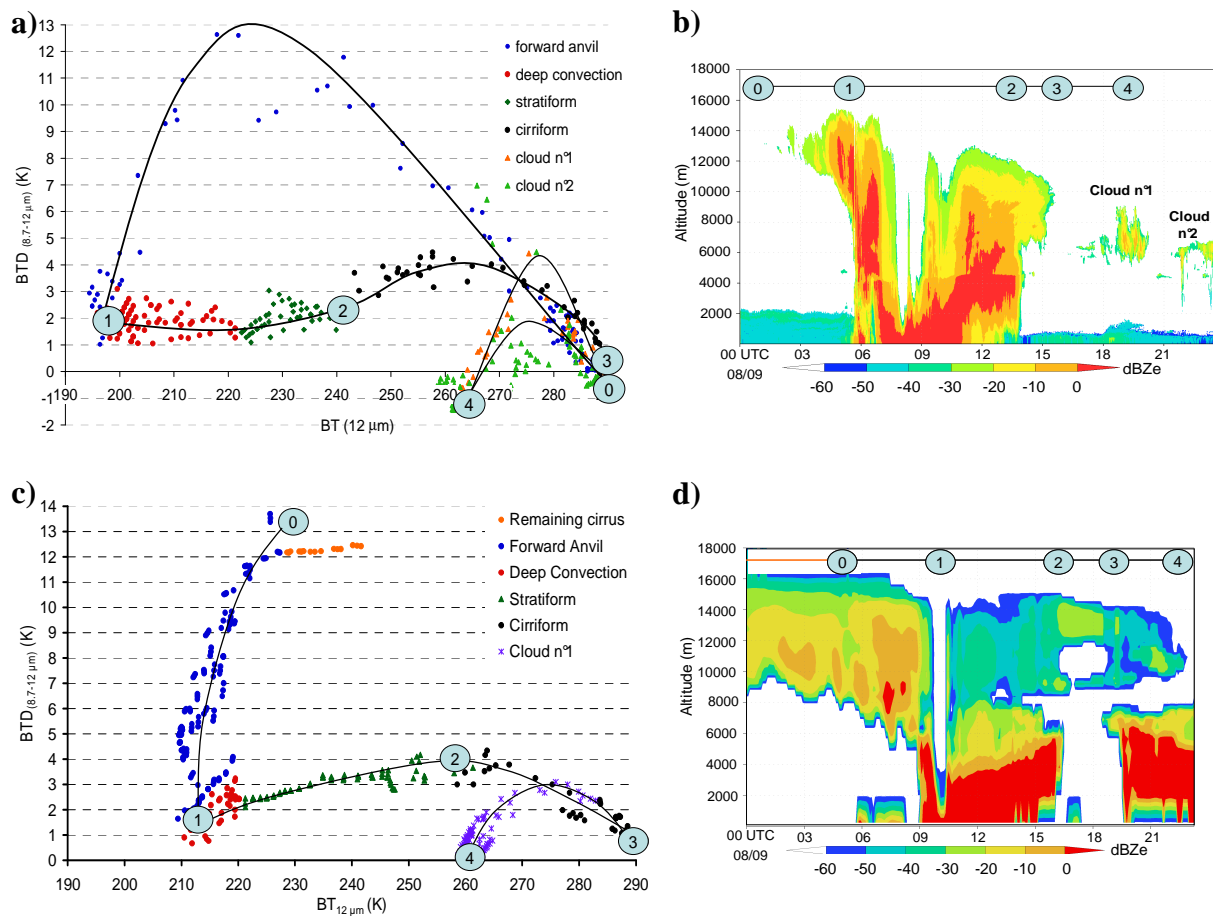


Figure 5.15 : Comparaison de l'évolution de la différence de température de brillance entre les canaux à 8.7 et 12 μm ($\text{BTD}_{(8.7-12\mu\text{m})}$) en fonction de la température de brillance à 12 μm ($\text{BT}_{12\mu\text{m}}$) au dessus de Niamey pour a) les observations SEVIRI et c) les valeurs simulées. Les labels bleus présents sur ces figures permettent de suivre l'évolution temporelle des arches à l'aide des images correspondantes aux réflectivités du radar ARM (b) et à celles du radar simulé (d).

Tout d'abord, dans les observations simulées, la forme en « arche » est bien reproduite, ce qui signifie que le simulateur répond correctement à la microphysique du modèle, car les $\text{BTD}_{(8.7-12\mu\text{m})}$ sont fortement dépendantes de la microphysique (**paragraphe. 3.3.3**).

Comme précédemment, la partie située à l'avant du système (partie montante de l'arche (0-1), *forward anvil*) n'est pas correctement reproduite dans la simulation, à cause de la présence de cirrus issus d'un précédent système qui polluent les comparaisons (masquent les signatures). Par contre, ces cirrus possèdent une signature très marquée sur la **Figure 5.15-c**, car ils sont associés à des différences de température de brillance quasiment constantes d'environ 12 K. Cette différence en terme de signature microphysique entre les cirrus issus du précédent système (débris) et la partie cirriforme à l'avant du MCS est intéressante, car elle permet de déterminer précisément la limite entre ces deux MCS, alors qu'avec seulement les observations radars, cela est quasiment impossible. L'évolution des BTDs simulées et observées montre une importante décroissance de 13 à 2 K, lorsque l'on passe de la partie cirriforme à la partie convective du MCS. Le tout début de la partie cirriforme du MCS (BTDs >10 K) est caractérisé par de petites particules de pristine et de neige, dont les diamètres effectifs sont de 60 μm et 20 μm , respectivement. A mesure que l'on se rapproche de la partie convective du MCS, l'épaisseur optique augmente car de plus grosses particules sont éjectées dans la partie avant du système, se qui se traduit par la très forte décroissance des BTDs jusqu'à environ 2-3 K. La partie convective du MCS est caractérisée par les valeurs minimales de BTs et de BTDs qui correspondent à la présence, en grande quantité, d'hydrométéores fortement givrés associés au maximum de précipitation. Les rapports de mélange correspondant sont supérieurs à : 2 g.kg^{-1} pour les Graupels (**Figure 5.14-d**) ; 1 g.kg^{-1} pour la Grêle (**Figure 5.14-e**) et 1.6 g.kg^{-1} pour la Pluie (**Figure 5.14-g**) ; avec des diamètres effectifs pour les catégories Graupel et Grêle de 600 μm , et d'environ 500 μm pour les gouttes de pluie. La partie stratiforme du MCS, quant à elle, est caractérisée par une augmentation des températures de brillance (due à une diminution de l'épaisseur optique notamment) et une augmentation des BTDs, qui évoluent entre 2.5 et 4.5 K due aux particules de glace plus petites, moins givrées, présentes à l'arrière du MCS (les gros hydrométéores ayant précipités). Bien que l'évolution des BTDs soit similaire entre les observations et la simulation pour l'ensemble du système, les températures de brillance SEVIRI sont globalement plus froides de 5 à 12 K pour la phase active du système (convection plus intense dans les observations).

5.4 APPROCHE STATISTIQUE POUR EVALUER L'ENCLUME DU SYSTEME

La comparaison des données radar de ARM a été réalisée de façon directe dans le **paragraphe 5.3.1**, afin d'analyser l'évolution temporelle du signal au dessus de Niamey. Pour analyser statistiquement ces résultats, les CFADs (*Contoured Frequency by Altitude Diagrams* ; Yuter and Houze, 1995) ont été utilisés. Ils consistent à représenter l'évolution verticale des densités de probabilités de la réflectivité radar, (ou tout autre variable) normalisée par couche atmosphérique. Pour cela, il faut discrétiser l'axe des abscisses, qui représente la variable considérée (Réflectivité radar, vitesse Doppler, ...), et l'axe des ordonnées (qui représente l'altitude) en plusieurs classes. Ensuite, il suffit de sommer le nombre de points correspondant à chaque classe, puis de normaliser par le nombre total de points dans la classe d'altitude considérée. On obtient alors le pourcentage de points par classe de variable et par classe d'altitude, l'unité sera alors : $\% \cdot (\text{variable bin})^{-1} \cdot (\text{altitude bin})^{-1}$. Ce genre de représentation offre la possibilité de comparer de façon statistique des volumes de données, ce qui permet de s'affranchir des différences de résolution spatiale ou temporelle entre deux jeux de données (ce qui est souvent le cas entre deux radars). Dans notre cas, pour construire les CFADs, on a choisi des classes de 1 dBZe pour les réflectivités radar, des classes de 0.25 m.s^{-1} pour les vitesses Doppler et des classes de 500 mètres pour l'altitude. Ainsi sur les **Figure 5.16-a et c**, qui représentent les CFADs de réflectivités, l'unité de l'échelle de couleur est en $\% \cdot \text{dBZe}^{-1} \cdot 500\text{m}^{-1}$ et pour les **Figure 5.16-b et d**, qui représentent les CFADs des vitesses Doppler, l'unité est en $\% \cdot (0.25\text{m.s}^{-1})^{-1} \cdot 500\text{m}^{-1}$. Dans la suite de ce paragraphe, les valeurs seront uniquement exprimées en terme de pourcentage afin de simplifier la lecture. Les CFADs ont été réalisées uniquement pour l'enclume du MCS (parties stratiforme + cirriforme), car comme on a pu le voir, le signal est très atténué dans les parties convectives, voire complètement éteint. Donc pour les données ARM, on a utilisé les données comprises entre 1100 UTC et 1530 UTC (selon la classification réalisée dans le **paragraphe 4.4.2**) et pour le modèle, les données comprises entre 1200 UTC et 1800 UTC (en utilisant le même seuil de 220 K pour séparer la partie active de l'enclume du MCS).

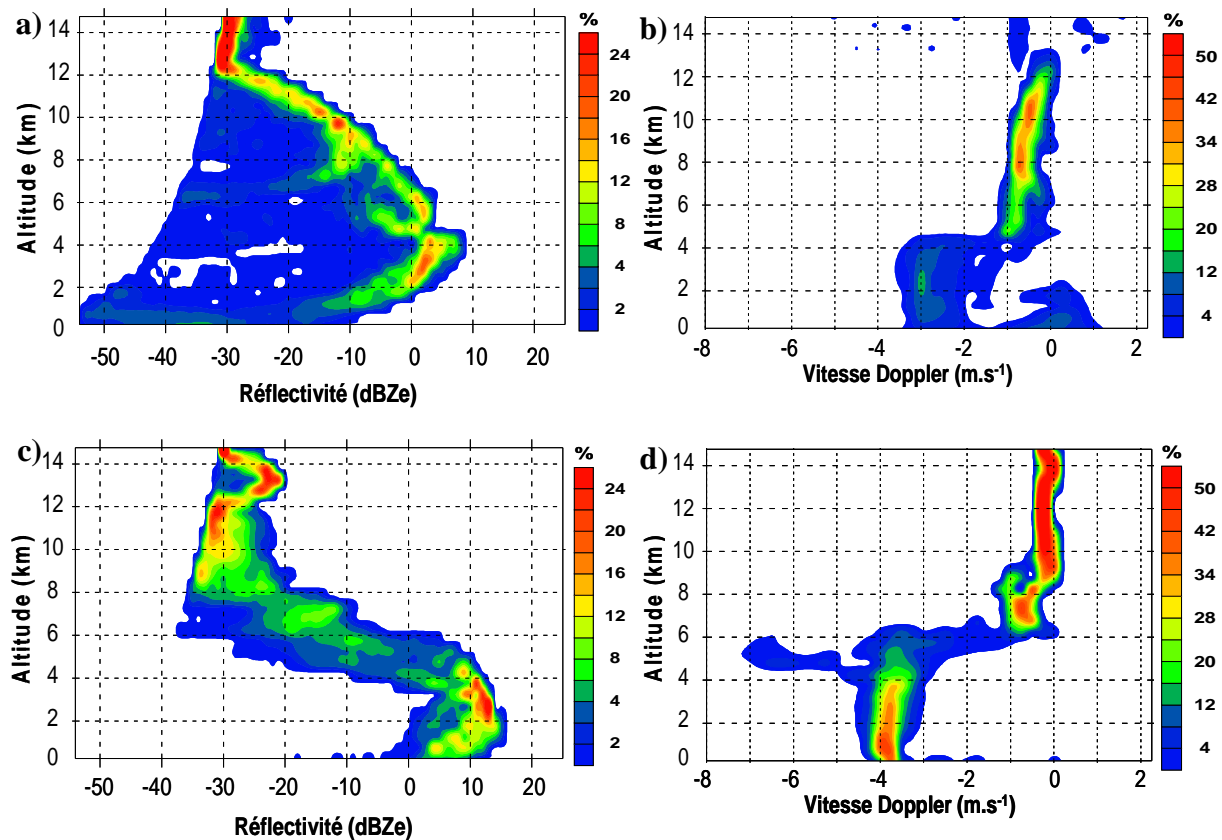


Figure 5.16 : Contoured Frequency by Altitude Diagrams (CFADs) des réflectivités et des vitesses Doppler mesurées par le radar ARM (a et b) entre 1100 UTC et 1530 UTC et simulées dans le modèle (c et d) entre 1200 UTC et 1800 UTC. Les unités représentent le pourcentage de points dans chaque classe de la variable considérée (1 dBZe pour les réflectivités et 0.25 m.s^{-1} pour les vitesses Doppler) par niveau atmosphérique de 500 mètres, noté simplement % pour des raisons de clarté.

Tout d'abord, en comparant les CFADs de réflectivités, on remarque que la largeur des distributions est plus importante pour les observations que pour le modèle, car il existe une plus grande gamme de valeurs possibles, avec des occurrences inférieures à 3% (en bleu sur les **Figure 5.16-a et c**). Cette différence indique que la variabilité des réflectivités est plus importante dans les observations que dans le modèle. Néanmoins, il faut nuancer cette conclusion car, comme souligné par la suite, il existe d'importantes différences entre ces CFADs et notamment dans la représentation de la phase liquide à des altitudes inférieures à 5 km. Les précipitations, par l'intermédiaire du phénomène d'atténuation, contribuent à la diminution de cette variabilité. En effet, les valeurs maximales dans la zone des précipitations sont très différentes avec des valeurs d'environ 12 dBZe à 4 km d'altitude dans la simulation, contre seulement 5 dBZe dans les observations. Cette importante différence en terme de réflectivité conduit à la conclusion que les hydrométéores simulés sont plus gros que dans les

observations, et donc atténuent plus le signal radar. La signature de l'atténuation est visible en regardant l'évolution du mode des réflectivités entre le sol et le niveau de fonte. On peut voir que dans les observations, il y a une augmentation importante des réflectivités avec la verticale allant de -10 dBZe à 1 km d'altitude jusqu'à 5 dBZe à 4 km d'altitude ; alors que dans la simulation, la variation verticale est moins prononcée (environ 8 dBZe à 1 km jusqu'à 12 dBZe à 4 km). Lorsque les gouttes de pluie chutent, elles ont tendance à s'évaporer, surtout en région sahélienne et donc à avoir des diamètres plus faibles. Dans le cas d'un radar (sondage à la verticale depuis le sol), alors que les réflectivités devraient augmenter avec l'altitude (ce qui est le cas dans les observations), l'effet de l'atténuation contrebalance cette augmentation; ce qui se traduit par une évolution verticale quasiment constante dans la région des précipitations. Dans les observations, l'évaporation des précipitations est beaucoup plus importante que dans le modèle ; en effet, seul un faible pourcentage du mode des réflectivités ARM atteint le sol ; ce que l'on retrouve au **paragraphe 5.3.1** en notant que la durée des précipitations au sol est plus longue pour le modèle. De ce fait, l'atténuation par les gouttes de pluie est moins prononcée dans les observations, ce qui se traduit par une meilleure représentation des niveaux supérieurs, donc pour la phase glace. D'ailleurs, si l'on simule le signal radar en faisant abstraction de l'atténuation (**Figure 5.17-c**), on retrouve la même signature que dans les observations, c'est-à-dire une augmentation importante des réflectivités avec l'altitude jusqu'au niveau de fonte ; avec des valeurs allant de 5 dBZe à 1 km jusqu'à 17 dBZe à 4 km d'altitude. De plus, on peut remarquer que lorsque l'on ne prend pas en compte l'atténuation, les distributions des réflectivités deviennent plus larges et plus comparables aux observations. L'atténuation, dans ce cas, tend donc à effacer la variabilité des réflectivités (qui néanmoins reste moins importante dans la simulation que dans les observations) ainsi que les signatures microphysiques. Parallèlement à ces conclusions, on peut voir sur les CFADs des vitesses Doppler que le mode des précipitations est simulé entre -4 et -3.5 m.s⁻¹ (**Figure 5.16-d**), alors que dans les observations il est situé entre -3 et -2 m.s⁻¹ (**Figure 5.16-b**). Cette différence représente le fait que les gouttes de pluie chutent plus rapidement dans la simulation que dans les observations ; donc que ces dernières sont plus grosses, car la vitesse de chute est fonction du diamètre des hydrométéores ($V_{chute}=f(D)$).

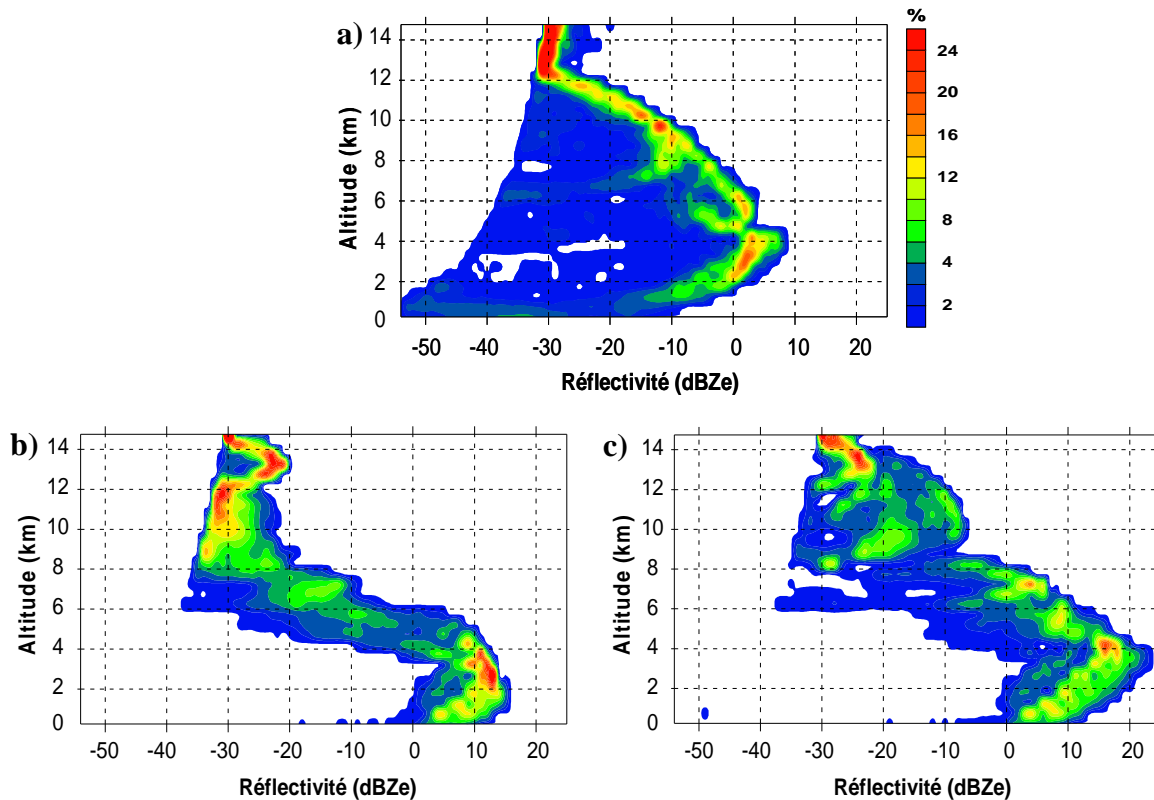


Figure 5.17 : Comparaison entre les CFADs des réflectivités a) mesurées par le radar ARM ; b) simulées en prenant en compte l'atténuation et c) simulées sans tenir compte de l'atténuation.

De même que précédemment, cette différence (de 0.5 à 2 m.s^{-1}) entre le modèle et les observations doit être nuancée par le fait que la vitesse verticale du vent joue un rôle important dans le calcul des vitesses Doppler (Eq. 3.33). Une mauvaise représentation de ce champ peut contribuer de façon non négligeable au décalage du mode des précipitations. En effet, le modèle simule des vitesses verticales négatives à méso-échelle entre 1000 UTC et 1500 UTC au dessous du niveau de fonte (4-5 km d'altitude) dans une gamme comprise entre -1 et -0.5 m.s^{-1} (Figure 5.14-h). La contribution de la vitesse verticale au calcul des vitesses Doppler peut donc représenter jusqu'à environ 30% du résultat final, ce qui doit être pris en compte lorsque l'on compare les champs de vitesse Doppler. De plus, on peut voir sur les CFADs qu'une des raisons de ce décalage provient en grande partie de la couche atmosphérique située entre 4 et 6 km d'altitude dans le modèle. La présence de vitesses Doppler importantes à ces niveaux (de l'ordre de -7 à -5 m.s^{-1}) correspond à la présence des hydrométéores givrés de type Graupel et Grêle qui, de part la paramétrisation de leur vitesse de chute, ont une signature très marquée qui n'est pas du tout remarquée dans les observations. Ce « réservoir » d'hydrométéores givrés est dû à la présence d'une trop grande quantité d'eau surfondue ($0.6\text{-}0.7 \text{ g.kg}^{-1}$; Figure 5.14-f) advectée par l'ascendance méso-

échelle au dessus de 4 km d'altitude ($0-1 \text{ m.s}^{-1}$; **Figure 5.14-h**). Ce surplus d'eau surfondue active de façon trop importante le processus de givrage sur les hydrométéores de type agrégats ou neige qui sont alors reconnus par le modèle comme des graupels ou de la grêle (selon le degré de givrage), ce qui explique en partie le décalage du mode des vitesses Doppler simulées. La fonte de ces gros hydrométéores givrés conduit à des gouttes de pluie de taille importante (environ 500-600 μm au niveau du sol contre 200-300 μm dans les observations), ce qui ne permet pas au processus d'évaporation d'être aussi efficace que dans les observations.

Les hydrométéores de type graupels sont difficiles à paramétriser dans les modèles, car leur densité peut varier de 0.2 à 0.8 g.cm^{-3} (Khain *et al.*, 2000 ; Bouniol *et al.*, 2010). Or, lorsque le givrage est actif sur des agrégats par exemple, le modèle les transfère immédiatement dans la catégorie Graupel, ce qui a pour conséquence un changement important des paramétrisations de la masse et de la vitesse de chute. Donc, afin d'améliorer le schéma microphysique, il serait nécessaire d'améliorer les taux de transfert et les transitions entre les paramétrisations de ces deux classes d'hydrométéores, afin de mieux prendre en compte les particules intermédiaires du type agrégat givré, très souvent rencontrés dans la campagne AMMA, même dans la partie stratiforme du MCS (Bouniol *et al.*, 2010 ; Penide *et al.*, 2010).

Etant donné que le radar simulé est fortement atténué par les précipitations comparé aux observations, il n'est pas facile de réaliser des comparaisons sur la phase glace, car une grande partie de cette variabilité (et donc de l'information) est affectée par l'atténuation. Dans le but de comparer les signatures microphysiques, on a utilisé la CFAD des réflectivités non atténuées (**Figure 5.17-c**) qui se rapproche plus des conditions rencontrées dans les observations. On peut ainsi constater que les gammes de réflectivités et de vitesses Doppler, rencontrées dans la phase glace entre 6 et 14 km d'altitude, sont cohérentes avec les observations avec des valeurs comprises entre -30 dBZ et +5 dBZ et entre -1 m.s^{-1} et 0 m.s^{-1} . De plus, on observe des similarités intéressantes du point de vue microphysique entre le modèle et les observations. Par exemple, entre 6 et 9 km dans les observations, les distributions des réflectivités ont un comportement bimodal (présence de deux maximums distincts), ce qui est aussi simulé entre 8 et 12 km par le modèle. Sur la **Figure 5.14**, les hydrométéores présents à ces altitudes sont principalement de la pristine, de la neige et des agrégats, ce qui conduit à émettre l'hypothèse que la présence de ce comportement bimodal est la signature du processus d'agrégation. En effet, le fait que deux particules s'agrègent pour n'en former qu'une seule plus grosse, conduit à l'apparition d'une seconde population et donc

d'un second mode dans les distributions des réflectivités. Par ailleurs, ce processus de croissance induit implicitement une diminution du nombre des particules de type pristine ou neige, or on peut voir sur la **Figure 5.14** que ce n'est pas le cas en terme de concentration, donc le processus de croissance par dépôt de vapeur doit aussi être activé dans d'importantes proportions à ces altitudes, afin de contrebalancer l'effet de l'agrégation. Le processus d'agrégation est donc primordial dans la simulation ainsi que dans les observations ; ce sont d'ailleurs ces agrégats qui interagissent avec l'eau surfondue à partir de 6.5 km d'altitude qui conduisent au « réservoir » d'hydrométéores givrés.

5.5 CONCLUSION

L'utilisation de différentes méthodes pour évaluer la représentation des hydrométéores dans la simulation du MCS du 8 septembre 2006 a permis de montrer que le schéma microphysique, « bulk » et à 2 moments, de BRAMS/RAMS représente de façon réaliste les champs microphysiques. Toutefois, dans le cadre d'un examen approfondi et plus détaillé, on s'est aperçu que les paramétrisations des graupels et des agrégats pouvaient être améliorées.

1) Il existe un bon accord entre le comportement des différentes classes d'hydrométéores et les observations réalisées *in situ*, avec notamment la possibilité de simuler des distributions dimensionnelles multimodales complexes, ce qui augmente le réalisme des résultats. Dans les parties actives du MCS, le comportement multimodal des PSDs est très sensible au diamètre de transition entre les processus de croissance par dépôt de vapeur et par agrégation, ce qui signifie que dans le modèle, le processus d'agrégation n'est pas assez efficace sur les petites particules.

2) Les comparaisons avec le radar aéroporté n'ont pas pu être réalisées à cause de la faible sensibilité de RASTA, mais néanmoins les résultats obtenus, en comparant les réflectivités proches de l'avion à celles calculées *in situ*, ont permis de montrer que la paramétrisation des graupels devrait être mieux adaptée aux enclumes du MCS, car la densité des hydrométéores observés est beaucoup plus variable que dans le modèle. Il est donc nécessaire de pouvoir représenter cette large gamme de densité dans le modèle, en prenant mieux en compte les hydrométéores de type agrégats givrés, très fréquemment observés durant les vols microphysiques.

3) La comparaison des décroissances des PDFs de réflectivités a permis de vérifier la bonne représentation des événements extrêmes par le modèle de façon qualitative. Grâce aux comparaisons des exposants de rugosité, la signature du givrage a pu être observée dans les résultats de la simulation, mais de façon trop importante, ce qui va dans le même sens que les conclusions réalisées sur les CFADs de réflectivités et de vitesses Doppler. De plus, les CFADs ont permis de mettre en évidence la signature de l'atténuation dans le modèle qui est beaucoup plus importante que dans les réflectivités mesurées au sein de l'enclume du MCS, en raison de la forte évaporation des précipitations qui est observée. Cette évaporation n'est pas aussi efficace dans le modèle en raison de la présence d'hydrométéores trop gros, simulés juste au dessus de la zone de fonte à cause de la présence d'une trop grande quantité d'eau surfondue, qui force le modèle à activer le givrage dans d'importantes proportions. Ces

particules givrées ont une signature très marquée sur les CFADs de vitesses Doppler avec d'importantes valeurs entre 4 et 6 km d'altitude ; ce qui se traduit par un décalage important du mode des précipitations lors de la chute de ces hydrométéores paramétrisés avec d'importantes vitesses de chute.

4) Les comparaisons réalisées avec les températures de brillance ont aidé à vérifier que le cycle de vie du MCS était cohérent entre les observations et la simulation, car l'évolution des « arches » observées et simulées est similaire. Enfin, la partie convective est moins intense dans la simulation, parce que les températures de brillance simulées sont 5 à 10 K plus élevées que celles observées.

En conclusion, la microphysique du MCS observé le 8 septembre 2006 a été relativement bien retrouvée par le modèle, mais des améliorations dans la paramétrisation des agrégats et des graupels devront être mises en œuvre afin de prendre mieux en compte les agrégats givrés.

CHAPITRE 6 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

6.1 CONCLUSIONS

L'étude d'un MCS, localisé en Afrique de l'ouest en région sahélienne, n'est pas un domaine de recherches nouveau. Toutefois, il reste encore beaucoup à faire dans la compréhension des différents mécanismes qui interagissent, et donc dans la capacité à reproduire ces systèmes convectifs à partir de modèles à grande ou à petite échelle. En effet, les MCS sont des systèmes complexes qui font intervenir un grand nombre de processus d'échelles très différentes : de la convection nuageuse au sein de la ZCIT, en passant par la M.A.O. qui apporte l'humidité nécessaire, le JEA, les ondes d'est et la convection thermique diurne qui déstabilisent la colonne atmosphérique, etc. Dans notre travail, afin de prendre en compte cette hiérarchie d'échelles, nous avons mis en place des simulations méso-échelle mettant en jeu le modèle BRAMS avec 3 grilles imbriquées (horizontalement jusqu'à la résolution fine de 1 km et verticalement jusqu'à un pas de 100 m) pour modéliser un MCS typique, observé dans la région de Niamey (Niger) pendant la campagne AMMA (2006). Nous avons procédé à l'évaluation des résultats des champs dynamiques et microphysiques de notre simulation, en comparant à de nombreuses observations (stations de mesures météorologiques, mesures aéroportées, mesures satellites). Dans le cadre des comparaisons modèles/mesures, nous avons utilisé une synergie de différentes méthodes : directes et statistiques. Afin d'interpréter de façon réaliste et précise, les observations de télédétection active et passive, nous avons couplé des simulateurs de ces instruments aux sorties du modèle méso-échelle BRAMS, pour créer un jeu de données comparable aux observations réalisées sur site. Il s'agit là d'une approche de plus en plus utilisée par la communauté des modélisateurs, car elle permet de mieux confronter les mesures et les résultats des modèles simulant ces systèmes nuageux.

Cette stratégie d'analyse a permis de vérifier que les champs dynamiques sont réalistes, en effet :

- la position et l'intensité des circulations à grande échelle (flux de Mousson, d'Harmattan, jets d'altitude) sont bien reproduites dans le modèle, ce qui représente une condition nécessaire pour la simulation de MCS.
- les incertitudes liées à l'initialisation de l'humidité des sols ainsi que les différences importantes en ce qui concerne les profils d'humidité relative, ont pour

résultat de créer une trop grande couverture nuageuse sur l'ensemble du domaine simulé. De ce fait, certaines comparaisons ne peuvent pas être réalisées (notamment la partie avant du MCS, polluée par le système précédent).

- par une approche statistique, l'évolution de la densité d'énergie spectrale est bien représentée, car on observe une pente spectrale proche de la valeur $-5/3$ qui représente l'évolution de la turbulence tridimensionnelle. De plus, l'évolution temporelle de l'énergie cinétique du système (représentée par le carré de la vitesse verticale) est réaliste, car on observe une diminution continue après l'arrêt de la convection profonde ainsi qu'une diminution linéaire de l'écart type, qui est en accord avec les études réalisées en soufflerie en début de dissipation.
- le cycle de vie du MCS simulé est réaliste, car on a pu mettre en évidence des signatures comparables dans les TPDFs de température de brillance à $12\text{ }\mu\text{m}$. Néanmoins, on a observé une dissipation légèrement plus lente du MCS dans le modèle comparé au MCS observé. Dans ce cas aussi, une partie de la signature est polluée par la trop grande couverture nuageuse simulée.

Afin de réaliser des comparaisons plus ciblées sur l'enclume du MCS, on a utilisé plusieurs instruments pour mettre au point la classification nuageuse la plus optimale. Pour cela, on a utilisé les données du radar en bande C du MIT pour caractériser les parties convectives, mais étant donné la forte évaporation des précipitations, cette technique (*Steiner et al., 1995*) n'a pas été suffisante pour caractériser entièrement la partie stratiforme du MCS. Afin d'identifier l'enclume, on a donc extrait du radiomètre SEVERI les températures de brillance à $12\text{ }\mu\text{m}$ ainsi que les différences de température de brillance entre les canaux à $8.7\text{ }\mu\text{m}$ et $12\text{ }\mu\text{m}$ pour rechercher les signatures de chacun des régimes : convectif, stratiforme et cirriforme. De cette façon, on a pu caractériser les différentes parties du MCS à grande échelle. Pour isoler la partie cirriforme, les observations réalisées avec le radar en bande W de la station ARM ont aussi été utilisées. Cette nouvelle méthode nous a permis de mieux discriminer les parties convectives, stratiformes et cirriformes de ce MCS.

Par l'analyse microphysique de ce MCS :

- on a pu vérifier l'importance de l'utilisation d'un schéma microphysique bulk à 2 moments pour la simulation de ce type de système comparé à un schéma ne

pronostiquant qu'un seul moment de la distribution dimensionnelle. Le schéma à 2 moments permet de reproduire un système plus conforme aux observations.

- le comportement du schéma microphysique dans des conditions de vol similaires à celles rencontrées par le Falcon 20 est réaliste, car on a pu vérifier que chaque classe d'hydrométéores évolue dans le modèle en gardant en mémoire son histoire. Celle-ci peut d'ailleurs être très différente selon les différents processus de croissance rencontrés dans l'atmosphère. Ainsi, plusieurs signatures différentes ont pu être mises en évidence selon « l'âge » microphysique de la cellule nuageuse considérée.
- les comparaisons entre les résultats de la simulation et ceux obtenus *in situ* montrent que les paramétrisations du schéma microphysique sont correctes, en ce qui concerne l'exposant des lois masse-diamètre (entre 2 et 3). Par contre, un changement dans le préfacteur pour la classe Graupel pourrait être envisagé dans le cadre de la simulation de MCS, car la gamme de densités des hydrométéores givrés observés est très large comparée à celle des graupels dans le modèle. Une autre stratégie pourrait être de mieux prendre en compte les agrégats givrés dans le modèle en permettant à ce type de cristaux (qui sont très souvent observés dans les enclumes) de pouvoir évoluer sans passer directement dans la classe Graupel.
- les comparaisons des distributions en taille des particules ont permis de mettre en évidence l'importance de la simulation de spectres multimodaux dans les modèles. Les lois gamma utilisées pour chaque classe d'hydrométéores simulent ce comportement, qui est la signature du passage du mode des petites particules vers le mode de l'agrégation. Il semble que dans le modèle le processus d'agrégation soit légèrement sous-estimé à proximité des zones convectives, ce qui a des conséquences importantes sur la représentation finale des spectres. Un ajustement du diamètre de transition entre ces deux modes est donc primordial pour obtenir des spectres plus proches des observations dans les zones actives. Pour cela, une diminution du paramètre de forme de la classe Agrégat permettrait de décaler la population vers des diamètres plus faibles. De plus, on a pu vérifier que la signature du processus de givrage, trop important dans le modèle, rend la décroissance de la PSD proche d'une exponentielle décroissante, ce qui est en accord avec les observations réalisées *in situ*.
- Les comparaisons entre les observations réalisées par le radar en bande W de la station ARM (réflectivité et vitesse Doppler) et les observations simulées ont

montré certaines signatures microphysiques intéressantes. L'atténuation est caractérisée dans ces observations par une augmentation quasiment constante du mode des réflectivités avec l'altitude (du sol jusqu'au niveau de fonte). Cette signature est inexistante dans les observations à cause de l'importante évaporation des précipitations qui diminue très fortement le diamètre des gouttes de pluie. Cette évaporation n'est donc pas assez importante dans le modèle. La raison provient en partie des trop gros hydrométéores givrés simulés au dessus du niveau de fonte qui, une fois fondus, deviennent des gouttes de pluie de taille trop importante comparées aux observations. La signature de ce réservoir de particules givrées est très marquée dans les CFADs des vitesses Doppler qui présentent un décalage vers des valeurs beaucoup trop grandes (en valeur absolue), c'est-à-dire des vitesses de chutes trop élevées pour les hydrométéores givrés : Graupel et Grêle. Les parties supérieures du MCS ont des signatures similaires (à des altitudes légèrement différentes), avec notamment la présence de deux modes dans la distribution des réflectivités qui est la signature du processus d'agrégation.

- Les extractions des températures de brillance à 12 μm et des différences de température de brillance entre les canaux à 8.7 μm et 12 μm , au dessus de la région de Niamey dans les observations et dans la simulation, ont permis de mettre en évidence la présence d'arches. De plus, l'évolution de l'arche (très sensible à la microphysique) simulée est comparable à celle observée ce qui tend à montrer une certaine cohérence entre le modèle et les observations en terme d'évolution de la taille des hydrométéores. Ces comparaisons confirment que la partie convective du MCS simulé est moins intense que dans les observations.

En résumé, les principaux résultats de cette étude sont :

1) une nouvelle méthode de discrimination des parties convectives, stratiformes et cirriformes d'un MCS, à partir des données de températures de brillance et des réflectivités radar.

2) la mise en place des simulateurs des instruments de télédétection couplés aux sorties du modèle BRAMS qui ont aidé de manière rigoureuse et avec pertinence à analyser la microphysique du MCS.

3) la détermination de quelques ajustements qu'il conviendrait de faire dans le schéma microphysique utilisé : (i) un changement dans le préfacteur dans la classe Graupel pour diminuer l'intervalle des densités de ces graupels ou, peut être, permettre aux agrégats givrés

de pouvoir évoluer sans passer directement dans la classe Graupel, (ii) une diminution du paramètre de forme de la classe Agrégat, qui permettrait de décaler la population vers des diamètres plus faibles.

6.2 PERSPECTIVES

Dans le cadre de la campagne AMMA, d'autres cas de MCS pourraient être étudiés en utilisant la même approche, notamment le cas du 22 septembre 2006 qui offre la possibilité de comparer les résultats avec les mesures réalisées par l'A-train. Cette constellation de satellites regroupe notamment un radar à 94 GHz et un lidar à 532 nm, ce qui offre une opportunité intéressante pour les comparaisons des signatures microphysique d'un point de vue satellitaire.

Le lidar n'ayant pas été utilisé de façon optimale dans cette étude en raison de la très forte atténuation du signal dans les systèmes convectifs, il serait intéressant de réaliser ce genre d'étude sur des nuages plus fins de type cirrus afin d'exploiter la complémentarité des instruments simulés comme par exemple dans le cadre des campagnes CIRCLE-2 (*CIRrus CCloud Experiment* ; 2007) et ASTAR (*Arctic Study of Tropospheric Aerosols, clouds and Radiation* ; 2007)

Les tests de certains algorithmes d'inversion à partir des données simulées doivent être envisagés. En effet, pour différentes situations météorologiques et donc pour diverses signatures maîtrisées par le modèle, il serait possible de tester la dépendance des paramètres nuageux (contenus en eau/glace, forme des particules, taux de précipitation) aux différentes conditions thermodynamiques (température, humidité relative) afin d'affiner leur prise en compte dans les algorithmes d'inversion, et donc d'améliorer la qualité des paramètres nuageux restitués.

L'utilisation d'un schéma microphysique à 3 moments qui pronostique en plus du rapport de mélange et de la concentration en nombre, la réflectivité radar (*Milbrandt et Yau, 2005*) est à envisager. Celui-ci permettrait de réaliser un ajustement du paramètre de forme de certaines classes clés d'hydrométéores (Agrégats, Graupel) en fonction des conditions environnementales. Ce type de schéma microphysique offre donc la possibilité de pallier certaines insuffisances décrites dans cette étude, ce qui aiderait à représenter de façon plus réaliste les systèmes complexes, de longue durée du type des MCS.

BIBLIOGRAPHIE

A

Ackerman S. W., W. Smith, J. Spinhirne, and H. Revercombe, 1990: The 27-28 October 1986 FIRE IFO cirrus case study: Spectral properties of cirrus clouds in the 8-12 μm window. *Mon. Weather Rev.*, 118, p.2377-2388.

Adler R. F. and A. J. Negri, 1987: A Satellite Infrared Technique to Estimate Tropical Convective and Stratiform Rainfall, *J. Appl. Met.*, 27, p.30-51.

Agustí-Panareda A., Beljaars A., Ahlgrimm M., Balsamo G., Bock O., Forbes R., Ghelli A., Guichard F., Köhler M., Meynadier R. and Morcrette J.-J., 2010: The ECMWF re-analysis for the AMMA observational campaign. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136, p.1457–1472. doi: 10.1002/qj.662

Anagnostou E. N. and C. D. Kummerow, 1997: Stratiform and Convective Classification of Rainfall using SSM/I 85GHz brightness temperature observations, *J. Atmos. and Oc. Tech.*, 14, p.570-575.

Arakawa A., and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, 31, p.674-701.

Arteta J., S. Cautenet, M. Taghavi, and N. Audiffren, 2006: Impact of two chemistry mechanisms fully coupled with mesoscale model on the atmospheric pollutants distribution, *Atmos. Environ.*, 40, p.7983–8001.

Atlas D., M. Kerker, and W. Hitschfeld, 1953: Scattering and attenuation by non-spherical ice particles, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 3, p.108-119.

Atlas D., S. Y. Matrosov, A. J. Heymsfield, M. D. Chou and D. B. Wolff, 1995: Radar and radiation properties of ice clouds, *J. Appl. Met.*, 34, p.2329-2345.

B

Barnes G. and K. Sieckman, 1984: The environment of fast- and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines. *Mon. Wea. Rev.*, 112, p.1782-1794.

Baum B. A., P. F. Soulen, K. I. Strabala, M. D. King, S. A. Ackerman, W. P. Menzel, and P. Yang, 2000: Remote sensing of cloud properties using MODIS Airborne simulator imagery during SUCCESS. II. Cloud thermodynamic phase. *J. Geoph. Res.*, Vol. 105, 11, p.781-792.

Baum B. A., P. Yang, S. L. Nasiri, A. K. Heidinger, A. J. Heymsfield, and J. Li, 2007: Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part 3: High-resolution spectral models from 100 to 3250 cm^{-1} . *J. Appl. Meteor. Clim.*, Vol. 46, p.423-434.

Biggerstaff M. I. and S. A. Listemaa, 2000: An Improved Scheme for Convective/Stratiform Echo Classification Using Radar Reflectivity, *J. Appl. Met.*, 39, p.2129-2149.

Bodas-Salcedo A., M. J. Webb, M. E. Brooks, M. A. Ringer, K. D. Williams, S. F. Milton, and D. R. Wilson, 2008: Evaluating Cloud Systems in the Met Office Global Forecast Model Using Simulated CloudSat Radar Reflectivities. *J. of Geophys. Res. – Atmos.*, 113, D00A13, doi:10.1029/2007JD009620.

Boone A., P. De Rosnay, G. Balsamo, A. Beljaars, F. Chopin, B. Decharme, C. Delire, A. Ducharne, S. Gascoin, M. Grippa, F. Guichard, Y. Gusev, P. Harris, L. Jarlan, L. Kergoat, E. Mougin, O. Nasonova, A. Norgaard, T. Orgeval, C. Ottele, I. Pocard-Leclercq, J. Polcher, I. Sandholt, S. Saux-Picard, C. Taylor, and X. Yongkang, 2009: The AMMA Land Surface Model Intercomparison Project (ALMIP). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 90 (12), p.1865-1880.

Bouet C., 2007: Modélisation Multi-échelle de la dynamique des panaches d'aérosols naturels en Afrique. *Thèse*, Université Blaise Pascal.

Bouniol D., A. Protat, A. Plana-Fattori., M. Giraud, J-P. Vinson, and N. Grand, 2008: Comparison of airborne and spaceborne 95-GHz radar reflectivity and evaluation of multiple scattering effects in spaceborne measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 25, p.1983-1995.

Bouniol D., Delanoë J. , Duroure C., Protat A., Giraud V. and G. Penide, 2010: Microphysical characterisation of west African MCS anvils. AMMA special issue, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 136 (S1), p.323-344, DOI 10.1002/qj.557

Brown P.R.A., and P. N. Francis, 1995: Improved measurements of the ice water content in cirrus using a total water probe. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 12, p.410-414.

C

Caumont O., V. Ducrocq, G. Delrieu, M. Gosset, J. Parent du Châtelet, J.-P. Pinty, H. Andrieu, Y. Lemaître, G. Scialom, 2006: A radar observation operator for high-resolution non-hydrostatic numerical weather prediction. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 23(8), p.1049-1067.

Cautenet G., F. Guillard, B. Marticorena, G. Bergametti, F. Dulac, and J. Edy, 2000: Modelling a Saharan dust event. *Meteorologische Zeitschrift*, 9, p.221–230.

Chaboureaud J.-P., J.-P. Cammas, P. J. Mascart, J.-P. Pinty, and J.-P. Lafore, 2002: Mesoscale model cloud scheme assessment using satellite observations. *J. Geophys. Res.*, 107(D16), 4301, doi:10.1029/2001JD000714

Chaboureaud J.-P., P. Tulet, and C. Mari, 2007: Diurnal cycle of dust and cirrus over West Africa as seen from Meteosat Second Generation satellite and a regional forecast model. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L02822, doi:10.1029/2006GL027771.

Chen C., and W. R. Cotton, 1987: A one-dimensional simulation of the stratocumulus-capped mixed layer, *J. Atmos. Sci.*, 44, 2951–2977.

Chen F. and R. Avissar, 1994: impact of land-surface wetness heterogeneity on mesoscale heat flux. *J. Appl. Meteor.*, 33, p.1323-1340.

Chepfer H., S. Bony, D. M. Winker, M. Chiriaco, J.-L. Dufresne, and G. Seze, 2008: Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L15704, doi:10.1029/2008GL034207.

Cohen C., 2000: A quantitative investigation of entrainment and detrainment in numerically simulated cumulonimbus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 57, p.1657-1674.

Collis R. T., and P. B. Russel, 1976: *Laser Monitoring of the Atmosphere*, Springer, New York.

Comte-Bellot G., and S. Corsin, 1971: Simple Eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid-generated 'isotropic' turbulence *J. Fluid Mech.*, 48, p.273-337.

Cook K.H., and E.K. Vizy, 2006: Coupled Model simulations of the West African Monsoon System: Twentieth- and Twenty-First-Century Simulations. *J. Climate*, 19, p.3681-3703.

Cotton W. R., R. A. Pielke Sr., R. L. Walko, G. E. Liston, C. J. Tremback, H. Jiang, R.L. McAnelly, J.Y. Harrington, M.E. Nicholls, G.G. Carrio and J.P. McFadden, 2003: RAMS 2001: Current status and future directions. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 82, p.5-29.

Christensen J.H., T.R. Carter, M. Rummukainen, and G.Amanatis, 2007a: Evaluating the performance and utility of regional climate models: the PRUDENCE project. *Clim. Change*, doi:10.1007/s10584-006-9211-6.

Christensen J.H., B. Hewitson, A. Busuioc, A. Chen, X. Gao, I. Held, R. Jones, R.K. Kolli, W.-T. Kwon, R. Laprise, V. Magaa Rueda, L. Mearns, C.G. Menndez, J. Risnen, A. Rinke, A. Sarr and P. Whetton, 2007b: Regional climate projections. *Climate Change 2007: The physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. p. 847–940.

D

Delanoë J. and R. J. Hogan, 2008: A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined Radar, Lidar and infrared radiometer. *J. Geoph. Res.*, 113, D07204, doi: 10.1029/2007JD009000.

Diongue A., J-P Lafore, J-L Redelsperger, and R. Rocca, 2002: Numerical study of a sahelian synoptic weather system: Initiation and mature stages of convection and its interaction with the large-scale dynamics. *Quart. J Roy. Meteor. Soc.*, 128, p.1899-1927.

Donovan D. P., A.C.A.P. Van Lammeren, H. W. J. Russchenberg, A. Apituley, R. J. Hogan, P. N. Francis, J. Testud, J. Pelon, M. Quante, and J.W.F. Goddard, 2001: Cloud effective particle size and water content profile retrievals using combined lidar and radar observations- 2. Comparison with IR radiometer and in situ measurements of ice clouds. *J. Geophys. Res.*, 106(D21), 27 449- 27 464.

Donovan D. P., M. Quante, I. Schlimme, and A. Make, 2004: Use of equivalent spheres to model the relation between radar reflectivity and optical extinction of ice cloud particles. *Applied Optics*, 43, p.4929-4940.

Doviac R. J. and D. S. Zrnić, 1984: Doppler radar and weather observations. *Academic Press*, p.458.

Draine B.T. and P.J. Flatau, 1994: Discrete-dipole approximation for scattering calculation. *J. Opt. Soc. Am.*, 11, p.1491-1499.

Dubuisson P., V. Giraud, O. Chomette, H. Chepfer, and J. Pelon, 2005: Fast radiative transfer modeling for infrared imaging radiometry. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer*, 95, p.201-220.

Dubuisson P., V. Giraud, J. Pelon, B. Cadet, P. Yang, 2008: Sensitivity of thermal infrared radiation at the top of the atmosphere and the surface to ice cloud microphysics. *J. Appl. Met. and Clim.*, 47, 10, p.2545-2560.

Ducrocq, V., J.P. Lafore, J.L. Redelsperger & F. Orain, 2000 : Initialisation of a fine scale model for convective system prediction: A case study, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 126, 3041-3066.

Duroure C., H.R. Larsen, H. Isaka, P. Personne, 1994: 2D image population analysis. *Atmos. Res.*, 34, p.195-215.

E

Eltahir E. and C. Gong, 1996: Dynamics of dry and wet years in West Africa, *J. Climate*, 9, p.1030-1042.

F

Fink A. H., and A. Reiner, 2003: Spatiotemporal variability of the relation between African Easterly Waves and West African Squall Lines in 1998 and 1999, *J. Geophys. Res.*, 108(D11), 4332, doi:10.1029/2002JD002816.

Fink A. H., D. G. Vincent, and V. Ermert, 2006: Rainfall Types in the West African Soudanian Zone during the Summer Monsoon 2002. *Mon. Wea. Rev.*, 134 (8), p.2143–2164.

Flatau P.J., G.J. Tripoli, J. Verlinde, and W.R. Cotton, 1989: The CSU-RAMS Cloud Microphysical Module: General Theory and Code Documentation. Colorado State Univ., Dep. Atmos. Sci., Fort Collins, Colorado 80523. *Atmos. Sci. Pap.*, 451, 88 pp.

Fletcher N.H., 1962: The Physics of Rainclouds. *Cambridge University Press*, 386 p.

Foote G. B. and P. S. du Toit, 1969: Terminal Velocity of Raindrops Aloft, *J. Appl. Meteor.*, 8, p.249–253.

Franck W. M., and Cohen C., 1987: Simulation of tropical convective systems. Part I: A Cumulus Parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 44, p.3787-3799.

Freitas E.D., C.M. Rozoff, W.R. Cotton, and Silva Diaz P.L., 2007: Interactions of an urban heat island and sea breeze circulations during winter over metropolitan area of São Paulo-Brazil. *Boundary-Layer Meteorol.*, 122(1), p.43-65.

Fu Q., K.N. Liou, M.C. Cribb, T.P. Charlock, and A. Grossman, 1997: Multiple scattering parameterization in thermal infrared radiative transfer, *J. Atmos. Sci.*, 54, p.2799–2812.

G

Gevaerd R. and S. Freitas, 2006: Estimativa operacional da umidade do sol para iniciação de modelos de previsão numerica de atmosfera. Parte 1: Descrição da metodologia e validação, *Revista Brasileira de Meteorologia*, 21, n 3, p.1-15.

Giraud V., J. -C. Buriez, Y. Fouquart, F. Parol, and G. Sèze, 1997: Large-scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data: Assessment of both a microphysical index and the cloud top temperature. *J. Appl. Meteor*, 36, p.664-675.

Giraud V., O. Thouron, J. Riedi, and P. Goloub, 2001: Cloud top temperature and infrared split window signature in relation with thermodynamic phase. *Geophys. Res. Letts.*, 28, p.983-986.

Grell G.A., 1993: The prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterizations. *Mon Wea. Rev.*, 121, p.764-787.

Grell G.A., Dudhia J., and Stauffer D.R., 1994: A Description of the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). *Tech. Report NCAR*.

Grell G.A. and D. Devenyi, 2002: A generalized approach to parameterize convection combining ensemble and data assimilation techniques, *J. Geoph. Res. Let.*, 29, no 14, 10.1029/2002GL015311.

Gosset M. and H. Sauvageot, 1992: A Dual wavelength radar method for ice clouds. *J. of Atmospheric and Oceanic Technology*, 9, p. 538-547.

H

Harrington J. Y., P. Q. Olsson, 2001: A method for the parameterization of cloud optical properties in bulk and bin microphysical models. Implications for arctic cloudy boundary layers, *J. Atmos. Res.*, 57, p.51-80.

Hill G. E., 1974: Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiments, *J. Atmos. Sci.*, 31, p. 646–673.

Hogan R. J., 2006: Fast approximate calculation od multiply scattered lidar returns. *Appl. Optics*, 45, p.5984-5992.

Hogan R. J., M. P. Mittermaier, and A. J. Illingworth, 2006: The retrieval of ice water content from radar reflectivity factor and temperature and its use in evaluating a mesoscale model. *J. Appl. Meteor. and Clim.*, 45, p. 301-317.

Hogan R.J., 2008: Fast Lidar and Radar Multiple-Scattering Models. Part I Small-Angle Scattering Usingthe Photon Variance–Covariance Method. *J. Atmos. Sci.*, 61, p.3621-3635.

Hogan R.J., A. Battaglia, 2008: Fast Lidar and Radar Multiple-Scattering Models. Part II: Wide-Angle Scattering Using the Time-Dependent Two-Stream Approximation. *J. Atmos. Sci.*, 61, p.3636-3651.

Hong Y., Kummerov C. D., Olson W. S., 1999: Separation of Convective and Stratiform Precipitation Using Microwave Brightness Temperature, *J. Appl. Met.*, 38, p.1195-1213.

Houze R. A. Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff, and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather radar displays in midlatitude mesoscale convective systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 70, p.608-619.

Houze R.A Jr., 1993: Cloud Dynamics. Academic, San Diego, Californie.

Houze R. A. Jr., 2004: Mesoscale Convective Systems, *Rev. Geophys.*, 42, RG4003.

I

Inoue T., 1985: On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 63, p.88-98.

Inoue T., 1987: A cloud type classification with NOAA 7 split-window measurements. *J. Geophys. Res.*, 92, p.3991-4000.

J

K

Kain J. S., and J. M. Fritsch, 1990: A one-Dimensional Entraining/Detraining Plume Model and Its Application to Convective Parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 47, p.2784-2802.

Khain A., M. Ovtchinnikov, M. Pinsky, A. Pokrovsky, H. Krugliak, 2000: Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmos. Res.*, 55 (3-4), p.159-224.

Khain A., and A. Pokrovsky, 2004: Simulation of effects of atmospheric aerosols on deep turbulent convective clouds using a spectral microphysics mixed-phase cumulus cloud model. Part II: Sensitivity study. *J. Atmos. Sci.*, 61, p.2983-3001.

Kiehl J. T. and K. E. Trenberth, 1997: Earth's Annual Global Mean Energy Budget. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78, p.197-208.

Kingsmill D.E., and R.A. Houze, 1999: Kinematics characteristics of air flowing into and out of precipitating convection over the west Pacific warm pool. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 125, p.1165-1207.

Klett J.D., 1985: Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios. *Appl. Opt.*, 24, p.1638-1643.

Kolmogorov A.N., 1941: Dissipation of Energy in the Locally Isotropic Turbulence. *Proc. R. Soc. Lond. (1991)*, 434, p.15-17

Kolmogorov A.N., 1941: The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers. *Proc. R. Soc. Lond. (1991)*, 434, p.9-13.

Kraichnan R.H., 1967: Inertial ranges in two-dimensional turbulence. *Phys. Fluids*, 10, p.1417-1423.

Kuo H. L., 1974: Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *J. Atmos. Sci.*, 31, p.118-133.

L

Lafore J.-P., and M. Moncrieff, 1989: A numerical investigation of the organization and interaction on the convective and stratiform regions of a tropical squall line. *J. Atmos. Sci.*, 45, p.521-544.

Lang S., W.K. Tao, R. Cifelli, W.Olson, J. Halverson, S. Rutledge, and J. Simpson, 2007: Improving simulations of convective systems from TRMM LBA; Easterly and westerly regimes. *J. Atmos. Sci.*, 64, p.1141-1164.

Leary C. A. and R.A. Houze, 1979: Melting and evaporation of hydrometeors in precipitation from the anvil clouds of deep tropical convection. *J. Atmos. Sci.*, 36, p.669-679.

Le Barbé L., L. Lebel and D. Tapsoba, 2002: Rainfall Variability in West Africa during the years 1950-90. *J.Climate*, 15, p.187-202.

Lebel T., A. Diedhiou, and H. Laurent, 2003: Seasonal cycle and interannual variability of the Sahelian rainfall at hydrological scales. *J. Geophys. Res.*, 108 (D8), 8839.

Lebel T., D. J. Parker, C. Flamant, B. Bourlès, B. Marticorena, E. Mougin, C. Peugeot, A. Diedhiou, J. M. Haywood, J. B. Ngamini, J. Polcher, J.-L. Redelsperger, C. D. Thorncroft, 2010: The AMMA field campaigns: multiscale and multidisciplinary observations in the West African region. *Quart J. Roy. Met. Soc.*, 136(S1), p.8-33.

Leroy D., W. Wobrock, A.I. Flossmann, 2009: The role of boundary layer aerosol particles for the development of deep convective clouds: A high-resolution 3D model with detailed (bin) microphysics applied to CRYSTAL-FACE. *Atmos. Res.*, 91, p.62-78.

Lhermitte R., 1990: Attenuation and Scattering of Millimeter Wavelength Radiation by Clouds and Precipitation, *J. Atmos. and Oceanic Technol.*, 7 (3), p.464-479.

Lilly D. K., 1962: On the numerical simulation of buoyant convection, *Tellus*, 2, p.148–172.

Lilly D.K., 1979: The dynamical structure and evolution of thunderstorms and squall lines. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 7, p.117-161.

Li X., Tao W. K., Khain A. P., Simpson J., Johnson D. E., 2009 : Sensitivity of a Cloud-Resolving Model to Bulk and Explicit Bin Microphysical Schemes. Part I: Comparisons. *J. Atmos. Sci.*, 66, p.3-21.

Liou, 1986: Influence of cirrus clouds on weather and climate processes: A global perspective. *Mon. Wea. Rev.*, 114, p.1167–1199.

Liu C. L. and Illingworth A. J., 2000: Toward more accurate retrievals of ice water content from radar measurements of clouds. *J.Appl.Meteor.*, 39, p.1130-1146.

Locatelli J. D., and P. V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, 79, p.2185-2197.

Lynn B. and A. Khain, 2007: Utilization of spectral bin microphysics and bulk parameterization schemes to simulate the cloud structure and precipitation in a mesoscale rain event, *J. Geophys. Res.*, 112, D22205, doi:10.1029/2007JD008475.

M

Mace G. G., K. Sassen, S. Kinne, and T.P. Ackerman, 1998: An examination of cirrus clouds characteristics using data from millimeter wave radar and lidar: The 24 April SUCCESS case study. *Geophys. Res. Lett.*, 25, p.1133-1136.

Maddox R.A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 61, p.1374-1387.

Mahrer Y., and R. A. Pielke, 1977: A numerical study of the airflow over irregular terrain, *Beitrage zur Physik der Atmosphere*, 50, p.98–113

Mapes B. and R. Houze, 1993: Cloud clusters and superclusters over the oceanic warm pool, *Mon. Wea. Rev.*, 121, p.1398-1415.

Marécal V., G. Durré, K. Longo, S. Freitas, E. Rivière and M. Pirre, 2007: Mesoscale modelling of water vapour in the tropical UTLS: two case studies from the HIBISCUS campaign, *Atmos. Chem. Phys.*, 7, p.1471-1489.

Marshall J. S. and W.M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5, p. 165-166.

Marshall J. S., W. Hitschfeld, and K. L. S. Gunn, 1955: Advances in radar weather. *Advances in Geophysics*, 2, p.1-56.

Matrosov S. Y., 1992: Radar reflectivity in snowfall, *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.*, 30, p.454-461.

Mathon V., 2001, Etude climatologique des systèmes convectifs de méso-échelle en Afrique de l'Ouest, PhD, University of Paris VII.

Mathon V. and H. Laurent, 2001: Life cycle of Sahelian mesoscale convective cloud systems, *Quart J. Roy. Met. Soc.*, 127, p.377-406.

- Mathon V., A. Diedhiou, and H. Laurent, 2002: Relationship between easterly waves and mesoscale convective systems over Sahel. *Geophys. Res. Lett.*, 29(8), 1216, doi: 10.1029/2001GL014, 371.
- Mathon V., H. Laurent, and T. Lebel, 2002: Mesoscale Convective System Rainfall in the Sahel. *J. Appl. Met.*, 41, p.1081-1092.
- McClatchey R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Shelby, F. E. Voltz, and J. S. Garing, 1972: Optical properties of the atmosphere. *Research paper AFCRF-72-0497*, Hanscom Air Force Base, Bedford, p.108.
- Meirolid-Mautner I., C. Prigent, E. Defer, J.-R. Pardo, J.-P. Chaboureaud, J.-P. Pinty, M. Mech, and S. Crewell, 2007: Radiative transfer simulations using mesoscale cloud model outputs: comparisons with passive microwave and infrared satellite observations for mid-latitudes. *J. Atmos. Sci.*, 64, p.1550-1568.
- Mellor G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, p.851–875.
- Mesinger F., and A. Arakawa, 1976: Numerical methods used in atmospheric models, *GARP Publication Series*, vol. 14, WMO/CSU Joint Organizing Committee, pp.64.
- Meyers M. P., R. L. Walko, J. Y. Harrington, and W. R. Cotton, 1997: New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II. The two-moment scheme, *J. Atmos. Res.*, 45, p.3-39.
- Milbrandt J.A., and M.K. Yau, 2005: A multimoment bulk microphysics parameterization. Part I: Analysis of the role of the spectral shape parameter. *J. Atmos. Sci.*, 62(9), p.3051-3064.
- Minvielle-Moncla F. (2003), Aspects physiques et radiatifs du cycle atmosphérique des aérosols : étude numérique sur l'Océan Indien (expérience INDOEX), *Thèse*, Université Blaise Pascal, Clermont II, Laboratoire de Météorologie Physique, Aubière, France.
- Mitchell D.L., S. K. Chai, Y. Liu, A. J. Heymsfield, and Y. Dong, 1996: Modelling Cirrus clouds. Part I Treatment of bimodal size spectra and case study analysis. *J. Atmos. Sci.*, 53, p.2952-2966.
- Mitchell D.L., 1996: Use of mass- and area-dimensional Power Laws for Determining Precipitation Particle Terminal Velocities. *J. Atmos. Sci.*, 53 (12), p.1710-1723.
- Moncrieff M.W., S.K. Krueger, D. Gregory, J.-L. Redelsperger, and W.-K. Tao, 1997: GEWEX Cloud System Study (GCSS) Working Group 4: Precipitating Convective Cloud Systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78, 831–845.
- Montmerle Th., A. Caya and I. Zawadzki, 2001: Simulation of a Midlatitude Convective Storm Initialized with Bistatic Doppler Radar Data, *Month. Wea. Rev.*, 129, 1949-1967.
- Morel C., and S. Sénési, 2002: A climatology of mesoscale convective systems over Europe using satellite infrared imagery. I: Methodology. *Quart J. Roy. Met. Soc.*, 128, p.1953-1992.

Morrison H.C., G. Thompson, and V. Tatarskii, 2009: Impact of cloud microphysics on the development of trailing stratiform precipitation in a simulated squall line: Comparison of one- and two-moment schemes. *Mon. Weather Rev.*, 137(3), 10.1175/2008MWR2556.1.

Mukabana, J. R., and R. A. Pielke, 1996: Investigating the influence of synoptic-scale monsoonal winds and mesoscale circulation on diurnal weather patterns over Kenya using a mesoscale numerical model. *Month. Wea. Rev.*, 124, p.224–243.

N

O

Oguchi T., 1983: Electromagnetic wave propagation and scattering in rain and other hydrometeors, *Proceedings of the IEEE*, 71, 9, p.1029-1078.

Orlanski I., 1975: A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 56(5), p.527-30.

P

Parol F., J.-C. Buriez, G. Brogniez, and Y. Fouquart, 1991: Information content of AVHRR channel 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles. *J. Appl. Meteor.*, 30, p.973–984.

Penide G., V. Giraud, D. Bouniol, P. Dubuisson, C. Duroure, A. Protat, S. Cautenet, 2010: Numerical simulation of the 7 to 9 September 2006 AMMA mesoscale convective system: Evaluation of the dynamics and cloud microphysics using synthetic observations. AMMA special issue, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 136 (S1), p.304-322, DOI 10.1002/qj.558

Peyrillé Ph., 2006: Etude idealise de la mousson de l’Afrique de l’Ouest à partir d’un modèle numérique bidimensionnel. *Thèse*, Université Paul Sabatier, Toulouse, France.

Pielke R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C.J. Tremback, W. A. Lyons, L. D. Grasso, M. E. Nieholls, M. D. Moran, D. A. Wesley, T. J. Lee, and J. H. Copeland, 1992: A comprehensive Meteorological Modelling System-RAMS. *Meteorol. Atmos. Phys.*, 49, p.69-91.

Poulet D., 2000 : Modélisation méso-échelle de la redistribution des polluants gazeux et particulaires émis par les feux de végétation en Afrique Centrale. Comparaison avec les mesures aéroportées (Campagne EXPRESSO), *Thèse*, Université Blaise Pascal, Clermont 2, Laboratoire de Météorologie Physique, Aubière, France.

Protat A., J. Pelon, N. Grand, P. Delville, P. Laborie, J-P. Vinson, D. Bouniol, D. Bruneau, H. Chepfer, J. Delanoë, M. Haeffelin, V. Noël and C. Tinel, 2004: Le projet RALI: Combinaison d’un radar nuage et d’un lidar pour l’étude des nuages faiblement précipitant, *La Météorologie*, 47.

Protat A., J. Delanoë, A. Plana-Fattori, P.T. May, and E. O'Connor, 2010: The statistical properties of tropical ice clouds generated by the West-African and Australian monsoons from ground-based radar-lidar observations. AMMA special issue, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 136 (S1), p.345-363, DOI 10.1002/qj.490

Q

R

Ramage C.S., 1971: Monsoon Meteorology. New York: Academic Press.

Ray P. S., 1972: Broadband Complex Refractive Indices of Ice and Water, *Applied Optics*, 11, p.1836-1844.

Redelsperger J.-L., C. Thorncroft, A. Diehieu, T. Lebel, D. J. Parker and J. Polcher, 2006a: African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA): An international research project and field campaign. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 87, p.1739-1742.

Redelsperger J.-L., A. Diedou, C. Flamant, S. Janicot, J. P. Lafore, T. Lebel, J. Polcher, B. Bourlès, G. Caniaux, P. De Rosnay, M. Desbois, L. Eymard, B. Fontaine, K. Ginous, M. Hoepffner, C. Kane, K. Lau, C. Mari, B. Marticorena, E. Mougin, J. Pelon, C. Peugeot, A. Protat, F. Roux, B. Sultan, et Van Den Akker E., 2006b : AMMA: le projet international d'étude de la mousson Africaine et de ses impacts. *La Météorologie*, 54, p.22-32.

Rickenbach T., R. Nieto Ferreira, N. Guy, and E. Williams, 2009: Radar-observed squall line propagation and the diurnal cycle of convection in Niamey, Niger, during the 2006 African Monsoon and Multidisciplinary Analyses Intensive Observing Period, *J. Geophys. Res.*, 114, D03107, doi:10.1029/2008JD010871.

Roca R., J.-P. Lafore, C. Piriou, and J.-L. Redelsperger, 2005: Extratropical Dry-Air Intrusions into the West African Monsoon Midtroposphere: An Important Factor for the Convective Activity over the Sahel. *J. Atmos. Sci.*, 62, n°2, p.390-407.

Rotunno R., J. B. Klemp, and M. L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines, *J. Atmos. Sci.*, 45, p.463-485.

S

Sauvageot H., 1982 : Radarmétéorologie - Télédétection active de l'atmosphère. *Edition Eyrolles*.

Smagorinsky J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. Part I, The basic experiment, *Mon. Wea. Rev.*, 91, 99–164.

Stamnes K., S. C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, 1988: Numerically stable algorithm for Discrete-Ordinate-Method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27, p.2502-2509.

Steiner M., R. A. Houze, and S. E. Yuter, 1995: Climatological Characterization of Three-Dimensional Storm Structure from Radar and Rain Gauge Data. *J. Appl. Meteor.*, 34, p.1978–2007.

Stephens G. L., D. G. Vane, R. J. Boain, G. G. Mace, K. Sassen, Z. Wang, A. J. Illingworth, E. J. O'Connor, W. B. Rossow, S. L. Durden, S. D. Miller, R. T. Austin, A. Benedetti, C. Mitrescu, and CloudSat Science Team, 2002: The CloudSat mission and the A-train: A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 83, p.1771-1790, doi: 10.1175/BAMS-83-12-1771.

Sultan B., and S. Janicot, 2000: Abrupt shift of the ITCZ over West Africa and intra_seasonal variability. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 20, p.3353-3356.

T

Thorncroft C., and K. Hodges, 2001: African easterly wave variability and its relationship to Atlantic tropical cyclone activity. *J. Climate*, 14, p.1166–1179.

Tinel C., J. Testud, R. J. Hogan, A. Protat, J. Delanoe, and D. Bouniol, 2005: The retrieval of ice cloud properties from cloud radar and lidar synergy. *J. Appl. Meteorol.*, 44, p.860-875.

Tomasini A., J.-P. Lafore, C. Piriou, R. Roca, K. Ramage, H. Laurent, C. Morel, S. Senesi, 2006: ATLAS on a climatology of West African Mesoscale Convective Systems. http://aoc.amma-international.org/archive/observation/mcstracking/atlas_documentation.

Tompkins A. M., A. Diongue-Niang, D. J. Parker, and C. D. Thorncroft, 2005: The African easterly jet in the ECMWF Integrated Forecast System: 4D-Var analysis. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 131, p.2861-2886.

Toon O. B., C. P. McKay, and T. P. Ackerman, 1989: Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 94, p.16 287–16 301.

Tremback C. J., 1990: Numerical simulation of a mesoscale convective complex: Model development and numerical results, *Thèse*, Colorado State University.

Tripoli G.J., W.R. Cotton, 1982: The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model; Part I: General theoretical framework and sensitivity experiments. *J. Rech. Atmos.*, 16, p.185-220.

U

V

Verlinde J., P. J. Flatau, and W. R. Cotton., 1990: Analytical solutions to the collection growth equation: Comparison with approximate methods and application to cloud microphysics parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, 47, p.2871-2880.

W

Walko R. L., W. R. Cotton, M. P. Meyers, and J. Y. Harrington, 1995: New RAMS cloud microphysics parameterization. Part I: the single-moment scheme. *Atmos. Res.*, 38, p.29-62.

Walko R. L., W. R. Cotton, G. Feingold and B. Stevens, 2000: Efficient computational of vapour and heat diffusion between hydrometeors in a numerical model. *Atmos. Res.*, 53, p.171-183.

Wang Z., and K. Sassen, 2002: Cirrus cloud microphysical property retrieval using lidar and radar measurements. Part I: Algorithm description and comparison with in situ data. *J. Appl. Meteor.*, 41, p.218-229.

Warren S. G., 1984: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, 23, p.1206-1225.

Williams C. R., W. L. Ecklund, K. S. Gage, 1995: Classification of Precipitating Clouds in Tropics Using 915-MHz Wind Profilers. *J. Atmos. and Oc. Tech.*, 12, p.996-1012.

Winker D. M., J Pelon, M.P. McCormick, 2003: The CALIPSO mission: Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds. *Proc. SPIE*, vol. 4893, p.1-11.

Wu T., W.R. Cotton and W.Y.Y. Cheng, 2000: Radiative effects on the diffusional growth of ice particles in cirrus clouds. *J. Atmos. Sci.*, 57, p.2892-2904.

X

Y

Yang P., H. Wei, H. L. Huang, B. A. Baum, Y. X. Hu, G. W. Kattawar, M. I. Mishchenko, and Q. Fu, 2005: Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near- through far-infrared spectral region. *Applied Optics*, 44, p.5512–5523.

Yuter S. E., and R. A. Houze, 1995: 3-Dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus: 2. Frequency-distributions of vertical velocity, reflectivity, and differential reflectivity. *Mon. Weather Rev.*, 123, p.1941–1963.

Z

LISTE DES ACRONYMES

AEJ: African Easterly Jet

AEW: African Easterly Waves

AMMA: African Monsoon Multidisciplinary Analyses

AMF: ARM Mobile Facility

ARM: Atmospheric Radiation Measurement

AMSR: Advanced Microwave Sounding Radiometer

AVHRR: Advanced Very High Resolution Radiometer

ASTAR: Arctic Study of Tropospheric Aerosols, clouds and Radiation

BRAMS: Brazilian Regional Atmospheric Modelling System

BT: Brightness Temperature

BTD: Brightness Temperature Difference

CALIPSO: Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation

CALIOP: Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization

CAPE: Convective Available Potential Energy

CAPPI: Constant Altitude Plan Position Indicator

CIRCLE-2: CIRrus CLOUD Experiment

CCN: Cloud Condensation Nucleus

CEPMET: Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme

CFAD: Contoured Frequency by Altitude Diagram

CPR: Cloud Profiling Radar

DDA: Discrete-Dipole Approximation

EOP: Enhanced Observing Period

F-F20: Falcon 20 Français

FAO: Food and Agriculture Organization of the United Nations

FASDOM: Fast Discrete Ordinate Method

FIT: Front Inter Tropical

GCE: Goddard Cumulus Ensemble

GPCP: Global Precipitation Climatology Project

IIR: Imaging Infrared Radiometer

IN: Ice Nucleus

LEAF-3: Land Ecosystem-Atmosphere Feedback 3

LIDAR: LIght Detection And Ranging
LNG: LEANDRE 1 Nouvelle Génération
LOP: Long term Observing Period
LTE: Local Thermodynamic Equilibrium
MCS: Mesoscale Convective Systems
MetUM: MetOffice Unified Model
MIT: Massachusetts Institute of Technology
MAO: Mousson de l’Afrique de l’Ouest
MODIS: Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
MSG: Meteosat Second Generation
NASA MMF: NASA Multiscale Modeling Framework
NCEP: National Centres for Environmental Prediction
NDVI: Normalized Difference Vegetation Index
NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration
PDF Probability Density Function
PPI: Plan Position Indicator
PSD: Particle Size Distribution
PVC Photons Variance-Covariance method
RADAR: RAdio Detection And Ranging (Détection et Télémétrie par onde Radio)
RALI: RAdar/LIdar
RASTA : Radar Aéroporté et Sol de Télédétection des propriétés nuAgeuses
RHI: Range Height Indicator
SEVIRI: Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager
SOP: Special Observing Period
SST: Sea Surface Temperature
TEJ: Tropical Easterly Jet
TPDF: Time-dependent Probability Density Function
USGS: United States Geological Survey
WRF: Weather Research and Forecasting model
ZCIT: Zone de Convergence Inter Tropicale

ANNEXE :

ARTICLE PUBLIÉ AU QUARTERLY JOURNAL OF
THE ROYAL METEOROLOGICAL SOCIETY

Numerical simulation of the 7 to 9 September 2006 AMMA mesoscale convective system: Evaluation of the dynamics and cloud microphysics using synthetic observations

Guillaume Penide,^{a*} Vincent Giraud,^a Dominique Bouniol,^b Philippe Dubuisson,^c
Christophe Duroure,^a Alain Protat^d and Sylvie Cautenet^a

^aLaboratoire de Météorologie Physique, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France

^bGAME/CNRM, CNRS/Météo-France, Toulouse, France

^cLaboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille 1, Lille, France

^dCentre for Australian Weather and Climate Research, Melbourne, Australia

ABSTRACT: This paper presents a numerical simulation of a Mesoscale Convective System (MCS) observed during the AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis) experiment with the BRAMS model (Brazilian Regional Atmospheric Modelling System). The aim is to document the life cycle of the MCS and to identify key cloud microphysical processes and their signatures by making use of synthetic observations calculated from the simulated fields. These observations: ARM (Atmospheric Radiation Measurement) 95 GHz equivalent radar reflectivity factor and Doppler velocity and infrared brightness temperatures in three SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and InfraRed Imager) channels centred at 8.7, 10.6 and 12 μm are simulated using respectively Mie scattering theory and FASDOM (Fast Discrete Ordinate Method), a fast radiative transfer code. Synthetic observations and model variables are compared to various measurements from several platforms (W-band and Massachusetts Institute of Technology (MIT) ground-based Doppler radars, soundings, aircraft measurements, and Meteosat Second Generation) to evaluate the model at different scales and to identify the signatures of microphysical properties with a focus on the anvil part of the MCS. A method using both the ARM and the MIT radar data is used to identify the different regimes within the MCS. A relatively good agreement with direct comparisons is found, as well as discrepancies in the microphysical scheme parametrization that clearly need improvements (using *in situ* measurements). Microphysical signatures are also studied using joint radar reflectivity/Doppler-height histograms. Their analysis shows that the model tends to overplay the role of the riming processes, even in the anvil part of the MCS. Comparisons of the Particle Size Distributions (simulated and measured *in situ*) show the model's ability to reproduce complex PSDs (e.g. a multimodal behaviour). Copyright © 2010 Royal Meteorological Society

KEY WORDS African MCS anvil

Received 4 January 2009; Revised 9 November 2009; Accepted 10 November 2009

1. Introduction

It is now well established that Mesoscale Convective Systems (MCSs) provide most of the annual rainfall in the Sahel over West Africa during the May–September West African Monsoon (WAM) (Mathon *et al.*, 2002). Thus, MCS properties and their occurrence over West Africa are strongly linked to the WAM variability which is a key issue in the AMMA (African Monsoon Multidisciplinary Analysis) programme launched in 2005 (Redelsperger *et al.*, 2006a, 2006b).

MCSs are organized complexes composed of multiple convective thunderstorms with anvil clouds merging into a single mesoscale cloud shield (Houze, 1977). During the MCS life cycle, individual convective cells get organized at larger scale into a cluster, which can be

characterized by very different shapes and sizes. These MCSs are often associated with large-scale atmospheric circulation such as easterly waves to form a squall line at their leading edge (Diongue *et al.*, 2002). At its mature stage, an MCS can be schematically viewed as a convective region of heavy rain and a large area of trailing stratiform precipitation (part of the anvil) formed from dissipating cells and mainly driven by mesoscale upward/downward motions (Houze, 2004) resulting from latent heat transfer between water phases. The dissipation phase is characterized by a slowly weakening anvil formed of the stratiform part and non-precipitating cirriform clouds. The anvil part of MCSs has an important impact on the total precipitation amount (25–50%: Houze, 2004) and on the radiative budget because of its large horizontal coverage, often greater than 10^4 km^2 , its vertical extent of about 4–12 km, and its lifetime which can exceed by many hours that of the convective part.

MCSs are still not well represented in large-scale models, as discussed for instance in Tompkins

*Correspondence to: G. Penide, Laboratoire de Météorologie Physique/OPGC, Université Blaise Pascal/CNRS, 24 avenue des Landais, 63177 Aubière Cedex, France.
E-mail: g.penide@opgc.univ-bpclermont.fr

et al. (2005), and this is particularly true when operational observations are very sparse as over West Africa. Furthermore it remains difficult to capture and to study the full life cycle of a long-lived (generally fast moving) MCS because *in situ* measurements from aircraft are scarce, and have to be completed with active and passive remote sensing instruments such as radars (MCSs are often larger than the 150 km of the ground-based radar scanning radius) and radiometers.

In this context, AMMA represents an unprecedented opportunity to improve our knowledge of MCSs from small-scale processes involved in their internal organization to the characterization of their impact on the larger scales, due to the large set of deployed airborne and ground-based instruments during the Special Observing Periods (SOPs) and the strategy for long-term observations (Redelsperger *et al.*, 2006a). Even with extensive observations such as in AMMA, the full life cycle of a long-lived MCS cannot be captured and the complex interactions between microphysical and dynamical processes and their evolution during the life cycle studied. The usually adopted strategy to access the multi-physical processes involved in the MCS life cycle is to produce realistic high-resolution numerical simulations evaluated with respect to the observations available for a portion of the life cycle.

The purpose of this study is to characterize the anvil life cycle with various observations and to examine the ability of a mesoscale numerical model to simulate it, in order to assess the microphysical processes involved at different stages of the development. To achieve this, a robust separation of convective and stratiform/cirriform parts of the MCS is realized using the Massachusetts Institute of Technology (MIT) C-band radar. Delanoë and Hogan (2008) have shown that the synergy of instruments such as cloud radar/lidar/radiometer (e.g.: the combination of instruments available on the National Aeronautical and Space Administration/Centre National d'Études Spatiales (NASA/CNES) 'A-Train' space mission, Stephens *et al.* (2002)) was a very important pathway to improve our knowledge of the cloud properties at different scales. The strategy adopted in the present paper is to compute synthetic observations of active and passive remote-sensing measurements from high-resolution modelling and to compare them directly and statistically with the real measurements. With such a strategy, the signatures of microphysical processes can be highlighted, the impact of hydrometeors' habits on simulated measurements can be assessed and the model ability to simulate realistic cloud systems can be evaluated. In this paper, we focus on ground measurements acquired from the ARM (Atmospheric Radiation Measurement: <http://www.arm.gov/>) mobile facility, located at 13°28'39"N, 2°10'27"E at the Niger Meteorological Office in Niamey International Airport (radiosondes, 95 GHz radar). *In situ* Particle Size Distributions (PSDs) from two flights (between 0900 and 1230 UTC and between 1500 and 1800 UTC) of the French Falcon 20 have also been analysed. Finally, space-based observations from the SEVIRI (Spinning Enhanced Visible and

InfraRed Imager) sensor on-board Meteosat Second Generation (MSG) are used for the larger scale analysis and for the interpretation of Brightness Temperatures (BTs) in three infrared channels (8.7, 10.6 and 12 μm).

In section 2 the numerical atmospheric model BRAMS and the diagnostic tools used to analyse cloud processes are described. The studied MCS and available observations are presented from synoptic scale to microphysical scales in section 3. The numerical simulation protocol is discussed in section 4. In section 5, the synthetic observations derived from the model outputs are discussed and compared with the field experiment observations. Concluding remarks are given in the final section, section 6.

2. Simulation tools

2.1. BRAMS as an MCS model

This study makes use of the Brazilian Regional Atmospheric Modelling System (BRAMS) model Version 3.2 (<http://brams.cptec.inpe.br/>) which is a meteorological model developed for the simulation and forecasting of weather systems. BRAMS is based on the RAMS Version 5 (Regional Atmospheric Modeling System: Pielke *et al.*, 1992; Cotton *et al.*, 2003; <http://www.atmet.com>), tailored to the Tropics by Brazilian meteorological services CPTEC/INPE for the purpose of operational forecasts over Brazil and more generally over South America. The atmospheric model is constructed around a full set of non-hydrostatic, compressible equations that describe atmospheric dynamics and thermodynamics, plus conservation equations for scalar quantities such as water vapour, liquid and ice hydrometeor mixing ratios. These equations are supplemented with a large selection of parametrizations for turbulent diffusion, solar and terrestrial radiation, moist processes, including the formation and interaction of clouds and precipitating liquid and ice hydrometeors, kinematic effects of terrain, cumulus convection, and sensible and latent heat exchanges between the atmosphere and surface, consisting of multiple soil layers, vegetation, snow cover, canopy air and surface water. In particular this version of BRAMS has been used to study the transport of water vapour during the HIBISCUS campaign in South America (Marécal *et al.*, 2007). The simulation discussed in the present paper has been set up with optimal options available in the non-hydrostatic, anelastic configuration of the model. Three grids have been used for the simulation with interactive two-way nesting between them. Deep and shallow convection are parametrized for the two coarser grids (spatial resolutions of 25 and 5 km) using the Grell and Devenyi (2002) mass flux scheme. Explicit convection is done for smaller resolutions.

The two-moments bulk microphysical scheme described in Walko *et al.* (1995) and Meyers *et al.* (1997) is activated, because a two-moment scheme for both ice and liquid may be required to simulate a better microphysics distribution of hydrometeors (Lang *et al.*, 2007). As explained in Meyers *et al.* (1997) the use of two prognostic variables, namely mixing ratio and number

concentration, improves the calculation of hydrometeor size distributions that are based on a generalized gamma function (Eq. (1)) due to more degrees of freedom:

$$n(D) = N \frac{\alpha}{\Gamma(\nu)} \lambda^{\alpha\nu} D^{\alpha\nu-1} \exp(-(\lambda D)^\alpha), \quad (1)$$

where $n(D)$ is the number concentration in m^{-4} at each diameter D in m , N is the total number concentration in m^{-3} , λ is the slope parameter of the distribution in m^{-1} , ν is the shape parameter ($\nu = 2$) and α the scale parameter ($\alpha = 1$) (Walko *et al.*, 1995). Particle size distributions are calculated for the seven hydrometeor species available in the model: rain, cloud, pristine ice, snow, aggregates, graupel and hail. This parametrization also attributes five different crystal shapes for pristine ice and snow (column, hexagonal, dendrite, needle and rosette) based on temperature and vapour excess (Fletcher, 1962). Mass and terminal fall speeds are parametrized from power laws, respectively $M = \gamma \cdot D^\delta$ and $V = \varepsilon \cdot D^\zeta$, where D is the maximum dimension of the particle, γ , δ , ε and ζ are coefficients depending on the hydrometeor species (based on the work of Mitchell (1996)). The RAMS microphysical scheme considers that ‘pristine ice’ is the primarily ice species formed in the atmosphere by homogeneous, contact or condensation freezing (Walko *et al.*, 1995, 2000). It is a non-precipitating hydrometeor such as cloud water. Once pristine ice crystals are created, they can grow by vapour deposition and light riming until the mean mass diameter of the distribution reaches $125 \mu\text{m}$, then they are considered as RAMS ‘snow ice’, which is allowed to precipitate. The main difference between pristine and snow is the size. Collision/aggregation and coalescence processes between pristine ice crystals, between snow ones or between pristine and snow lead to the ‘aggregate’ species which can also grow by light riming and vapour deposition. Moderate to heavy riming on pristine, snow or aggregate categories drive the ‘graupel’ and ‘hail’ species which can interact respectively with cloud droplets and raindrops. These species can be considered as mixed-phase categories except that graupel can be formed of ice only. This particular hydrometeor is very difficult to define in a model because its density can be very variable depending on environmental conditions (Khain *et al.*, 2000; Bouniol *et al.*, 2009, this special issue) which make its parametrization difficult with the use of power laws. In the RAMS microphysical scheme, graupel is allowed to carry from 0% (dry growth process) to 30% of liquid (wet growth process), and if this percentage becomes larger by riming or melting, graupel is recategorized as hail. It is appropriate to note that melting graupel is recategorized as hail to permit a continuous transition, in term of parametrization, from the ice phase to the liquid water phase. Furthermore all ice species can grow by vapour deposition. Finally, two-stream (long/short-wave) radiative parametrization, which takes into account all hydrometeor species and water vapour, is used (Harrington and Olsson, 2001).

In order to evaluate model simulations against real observations and to avoid applying retrieval algorithms

that may not be correctly handled, the inverse strategy is used in this paper: simulated fields are combined and used in order to compute synthetic observations that are affected by the same processes that affect the real measurements (for instance, attenuation for radar). This strategy has gained a lot of interest in recent years (Haynes *et al.*, 2007; Bodas-Salcedo *et al.*, 2008; Chepfer *et al.*, 2008), with the emergence of long ground-based time series thanks to the ARM or Cloudnet programmes for instance or with the launch of spaceborne instrumentation dedicated to cloud profile measurements. Particular modules have been developed in the BRAMS model in order to produce synthetic observations of 95 GHz cloud radar (equivalent reflectivity factor Z_e (dBZe) and Doppler velocity V_d (m.s^{-1}) and infrared radiometer (brightness temperatures within spectral bands centred at 8.7, 10.6 and $12 \mu\text{m}$) from the output fields of the BRAMS simulation. These modules are briefly described in the following.

2.2. Simulation of 95 GHz radar measurements

95 GHz corresponds to a wavelength of about 3.15 mm, which is smaller than the usual wavelength of precipitation radars (5–10 cm). Since the hydrometeor sizes are not always negligible with respect to the radar wavelength, the Rayleigh approximation, commonly used to estimate radar reflectivity ($Z \sim D^6$), is no longer valid for a significant part of the particle diameter range. Calculation of ice scattering properties is achieved with Mie theory (the same Mie code as in the QuickBeam simulator: Haynes *et al.*, 2007) which is a good compromise between exact calculation (important time-consuming method) and Rayleigh approximation (not accurate enough). In Mie theory all hydrometeors are considered as spheres, which is not realistic for most ice crystals. Donovan *et al.* (2004) has realized comparisons of reflectivity calculated using Mie theory with different equivalent sphere diameter definitions and Discrete Dipole Approximation (DDA). They showed that, for a 95 GHz radar, a good hypothesis was to represent ice crystals by a sphere with a diameter corresponding to the maximum dimension of the crystal and an adjusted density (Eq. (2)) so that mass is conserved:

$$\rho_{\text{eq}} = \frac{6 \cdot \gamma}{\pi} \cdot D_{\text{m}}^{\delta-3}, \quad (2)$$

where γ and δ are mass power-law coefficients, and D_{m} is the maximum dimension of the ice crystal. Furthermore, to take into account the modification of the refractive index due to a mixture of air-ice within ice hydrometeors we use Wiener’s equation (Atlas *et al.*, 1995; Donovan *et al.*, 2004). Finally, the equivalent reflectivity factor Z (dBZe) is calculated as follows:

$$Z_{\text{(dBZe)}} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{10^{18} \cdot \lambda^4}{\pi^5 |K|_{\text{w}}^2} \cdot \int_0^{D_{\text{max}}} n(D) \cdot \sigma_r(\lambda, D) \cdot dD \right), \quad (3)$$

where σ_r represents the backscattering cross section (m^2) calculated with the Mie theory, λ is the wavelength (3.15×10^{-3} m) and $|K|_w^2$ is the dielectric factor of the water at millimetric wavelengths ($|K|_w^2 = 0.84$) used to express the equivalent reflectivity factor in the ARM calculation. Since the objective of this module is to produce synthetic observations that are directly comparable to real ones, it is also necessary (at 95 GHz) to include attenuation of the radar signal along the signal path. The attenuation signal is simulated, following Lhermitte (1990) and Gosset and Sauvageot (1992), and subtracted from the calculated Mie radar reflectivity from Eq. (3).

The two-way attenuation coefficient $A(\text{m}^{-1})$ is calculated as follows:

$$A_{(m-1)} = 2 \cdot \int_0^{D_{\max}} \sigma_{\text{ext}}(D) \cdot n(D) \cdot dD, \quad (4)$$

where σ_{ext} represents the extinction cross-section (m^2)

In addition, the Doppler velocity is directly computed from the simulations as the vertical air velocity (W) minus the reflectivity weighted fall velocities ($V_f(D, \rho_{\text{air}})$) of the hydrometeors (Eq. (5)) and is directly comparable to the Doppler velocity measured by vertically pointing ground-based radar.

$$V_{\text{dop}} = W - \frac{\int_0^{D_{\max}} V_f(D, \rho_{\text{air}}) \cdot \sigma_r(\lambda, D) \cdot n(D) \cdot dD}{\int_0^{D_{\max}} \sigma_r(\lambda, D) \cdot n(D) \cdot dD}. \quad (5)$$

2.3. Simulation of infrared brightness temperatures

FASDOM (Fast Discrete Ordinate Method: Dubuisson *et al.*, 2005), is a fast radiative transfer code developed for the simulations of infrared radiances integrated over spectral bands. It is coupled with the Discrete Ordinates Radiative Transfer code (DISORT: Stamnes *et al.*, 1988) to take into account scattering and absorption. Infrared radiances for a given channel in the atmospheric thermal window are interpreted as Brightness Temperatures ($\text{BT}_{\text{channel}}$) that are the temperature of a black body that gives the same radiances.

BTs are simulated within three IR channels: 8.7, 10.6 and $12 \mu\text{m}$ corresponding to the channels of SEVIRI (onboard MSG), MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer onboard Aqua and Terra) and IIR (Imaging Infrared Radiometer onboard CALIPSO). Hydrometeor optical properties such as single scattering albedo and asymmetry factors are extracted from look-up tables as a function of the particle effective size. The single scattering properties of ice clouds used in the simulations are derived from the seven ice crystal shapes of Yang *et al.* (2005). Furthermore Dubuisson *et al.* (2008) have carried out various sensitivity tests, using a split window technique, showing that cloud microphysical properties and particularly ice crystal sizes and shapes have a significant impact on simulated BTs. The split window technique allows the estimation of the effective particle size parameter using

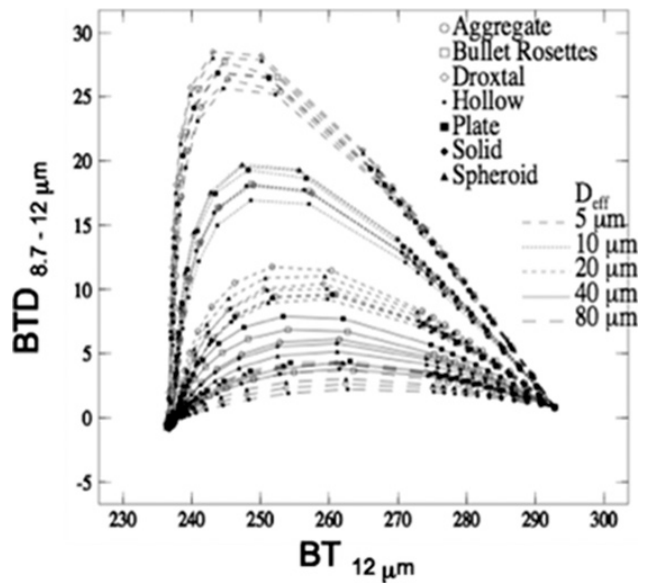


Figure 1. Brightness Temperature Difference (BTD), using IIR channels at 8.7 and $12 \mu\text{m}$, as a function of the brightness temperature in the IIR channel at $12 \mu\text{m}$. Each curve is representative of a fixed effective size D_{eff} , and for a cloud optical thickness at $12 \mu\text{m}$ ranging from 0 to 50. The homogeneous cloud is located between 9 and 10 km, the atmosphere is a standard tropical atmosphere (McClatchey model) and the surface emissivity is set to 1 with a surface temperature of 299.7 K. BTDs are simulated with the FASDOM code (Dubuisson *et al.*, 2005) using the single scattering properties of ice clouds for the seven ice crystal shapes of Yang *et al.* (2005).

two channels centred in the infrared atmospheric window (8–13 μm) (Inoue, 1987; Parol *et al.*, 1991; Giraud *et al.*, 1997, 2001). The extinction efficiencies of ice crystals vary with the wavelength in the infrared window with an extinction minimum near $10.5 \mu\text{m}$, which is pronounced for small particles (Yang *et al.*, 2005; Baum *et al.*, 2007). As an example, the Brightness Temperature Difference between channels at 8.7 and $12 \mu\text{m}$ ($\text{BTD}_{(8.7-12 \mu\text{m})}$) is plotted in Figure 1 as a function of the brightness temperature at $12 \mu\text{m}$ ($\text{BT}_{12 \mu\text{m}}$). The brightness temperatures are simulated with the FASDOM code for the IIR spectral bands, assuming a homogeneous cirrus cloud between 9 and 10 km (237–243 K) over the Tropics using temperature and moisture profiles from McClatchey *et al.* (1972). Figure 1 shows arched curves that have been extensively reported in the literature (e.g. Inoue, 1985). These arched curves converge for the two following cases: (1) $\text{BT}_{12 \mu\text{m}} = 292$ K: a clear atmosphere corresponding to a cloud with an optical thickness of zero, and (2) $\text{BT}_{12 \mu\text{m}} = 236$ K: an opaque cloud with an optical thickness larger than 20. The maximum BTD value is observed for a semi-transparent cloud with small particles (effective size equal to $5 \mu\text{m}$). The arches are distinguishable and show the potential of the split window technique for retrieving cloud effective particle size smaller than $80 \mu\text{m}$. The simulation of the three IR channels (8.7, 10.6 and $12 \mu\text{m}$) within the outputs of the BRAMS simulations gives access to cloud properties such as particle size (effective diameter D_{eff}), ice water content (IWC) or optical depth (δ).

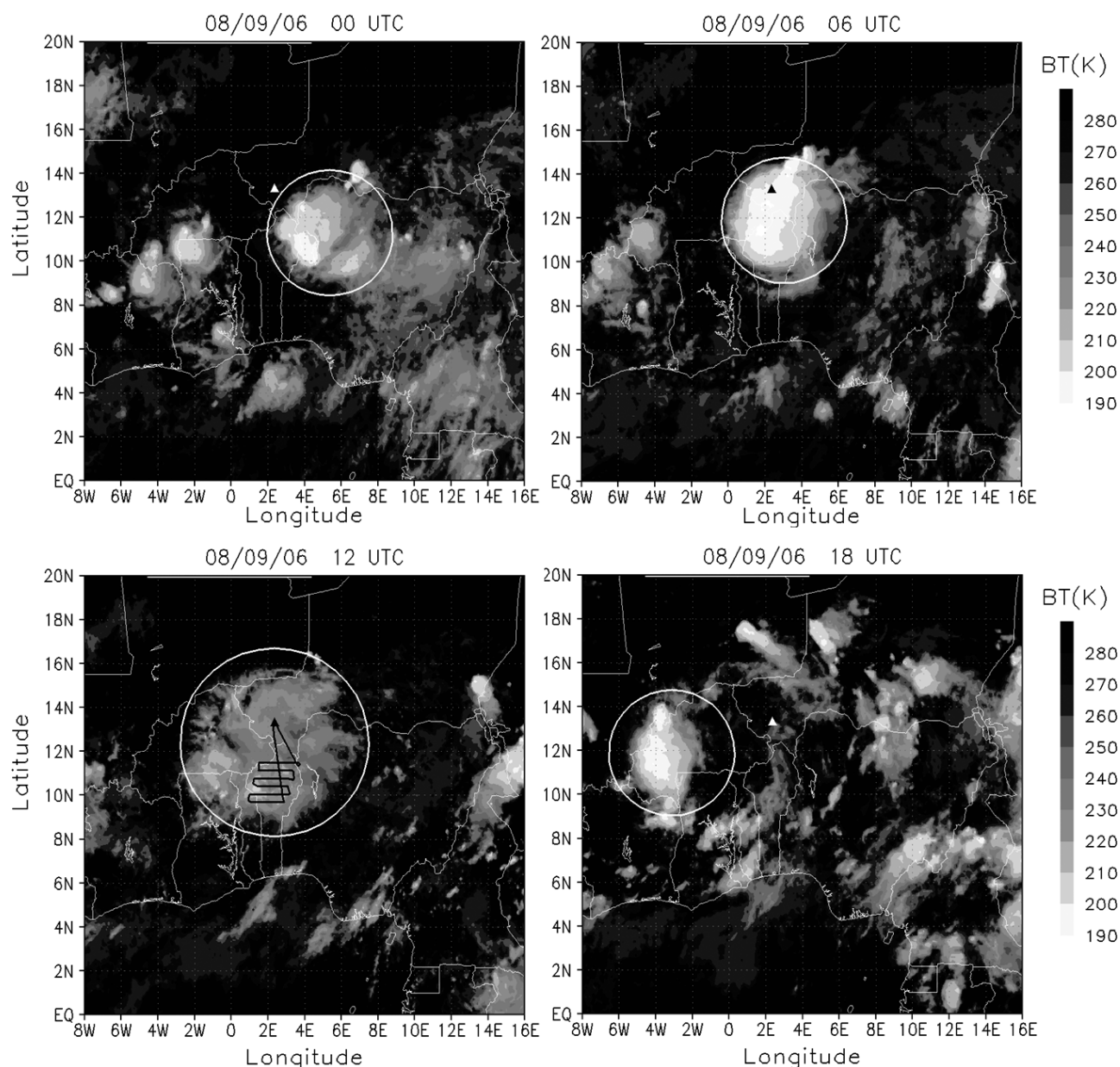


Figure 2. Images derived from SEVIRI Brightness temperatures at $12\ \mu\text{m}$ (0000–1800 8 September 2006); white or black triangle on the maps represents Niamey city location. The ground track of the French Falcon 20 (Flight 59) is also presented on the Figure corresponding to 1200 UTC (bottom left).

3. Case-study: 8 September 2006

During the AMMA SOP 2a3 (Special Observing Period: 6–15 September 2006), measurements were intensively collected in the region over Niamey, Niger, with a large set of ground-based instruments with collocated aircraft flights. A particularly well-suited dataset for our purposes was gathered on 8 September 2006, which is the case selected for the present study.

During this event, there was a large set of instruments available within the area of interest. The ground-based Atmospheric Radiation Measurement (ARM) Mobile Facility (AMF) was present at Niamey (triangle in Figure 2) with in particular continuous measurements with vertically pointing 95 GHz radar (reflectivity and Doppler velocity profiles with a temporal resolution of

5 s and a vertical resolution of 60 m). Radiosondes were launched every 6 hours over the site. The MIT C-band radar, a full volumetric scanning Doppler radar at 10 min resolution was also operating there, in order to characterize the three-dimensional organization of MCSs in the vicinity of Niamey. Radiance measurements from space are available during this day with the SEVIRI sensor on-board MSG at a 15 min temporal resolution and 3 km spatial resolution. Direct measurements inside the MCS anvil have also been collected during two flights of the French Falcon 20 (Flight 59 between 0900 and 1230 UTC and Flight 60 between 1445 and 1700 UTC) with on-board 2-DC and 1-DP microphysical probes (composite Particle Size Distribution) and the RALI (RAdar/Lidar) instrument composed of a 95 GHz radar and a 532 nm lidar (Protat *et al.*, 2004).

3.1. Synoptic-scale analysis

Figure 2 shows MSG observations (Brightness Temperatures at $12\ \mu\text{m}$, $\text{BT}_{12\ \mu\text{m}}$) between 0000 and 1800 UTC on 8 September and Figure 3 shows four CAPPIs (Constant Altitude Plan Position Indicators) at 3 km of the MIT C-band radar reflectivities between 0300 and 1200 UTC, when the MCS was within the radar scan radius, and two RHIs (Range–Height Indicators) at 1120 and 1310 UTC. One can see with Figures 3 and 4 that the MCS starts to develop on 7 September at 600 km east of Niamey, about 1200 UTC, and then moves westward during the day to enter the region of Niamey under MIT radar surveillance at approximately 0300 UTC 8 September. The system lasts several hours over Niamey, developing to reach a maximum of convection (largest area of $\text{BT}_{12\ \mu\text{m}} < 220\ \text{K}$) at about 0800 UTC. The MIT C-band radar scan exhibits the squall line structure of the MCS with a well organized convective line of high reflectivities (greater than 40 dBZ). Then, the system slowly dissipates moving westward before being reactivated in the afternoon near 1400 UTC, 400 km west of Niamey. The MCS is totally dissipated by the end of the day. It is to be noted that the life cycle of this MCS is somewhat typical of the region (Fink *et al.*, 2006), with a triggering further east/south-east of Niamey, a rapid propagation, its arrival early in the morning in the vicinity of Niamey (see the diurnal cycle in Protat *et al.* (2009), this special issue, and Rickenbach *et al.* (2009)), where it encounters less favourable conditions for its development, and then its dissipation when passing over Niamey during its westward propagation.

3.2. Anvil characterization

To develop a robust mesoscale analysis, it is important to separate the different regimes within the MCS. Indeed, Leary and Houze (1979) have shown that convective and stratiform parts have different rain rates with respectively $10\text{--}100\ \text{mm h}^{-1}$ and $1\text{--}10\ \text{mm h}^{-1}$, so it is obvious that the microphysical processes involved within each class are different and have to be studied separately. To achieve this, convective and stratiform clouds are classified following the technique described in Steiner *et al.* (1995). The dataset used to apply the Steiner *et al.* (1995) method corresponds to a CAPPI at 3 km of reflectivities measured by the MIT C-band Doppler radar located at Niamey (see Figure 3). Measurements are made with a temporal resolution of 10 minutes and within a scanning radius of 150 km. This classification method considers that any grid point within the scan radius, whose reflectivity is at least 40 dBZ or greater than a fluctuating threshold depending on the area-averaged background reflectivity (within a radius of 11 km around the grid point), is classified as a convective centre. Each convective centre has a radius of influence (1 to 5 km) also depending on the surrounding background reflectivity. The remaining non-zero reflectivities are then classified as stratiform.

This algorithm has been developed, tested and tuned in monsoon conditions at Darwin, Australia. Figure 4 shows the time evolution over the ARM site of this classification (dark line) with the W-band Doppler image as a visual reference. The time series shows that a line of convection is passing over Niamey between 0600 and 0630 UTC and another one between 0730 and 1030 UTC. The period between 0745 and 0900 significantly departs from the simple convective/stratiform separation. As shown by Figure 3(c), the overall region is clearly of stratiform type, but between 0745 and 0900 there is a westward-propagating convective line as well as individual convective cells embedded within this widespread stratiform region. As a result, the Steiner algorithm correctly classified it as ‘convective’ (because the pixels near the radar belong to this convective line for most of this period) but misses the fact that the overall region is more of a stratiform nature.

The stratiform part is not very well classified with the CAPPI at 3 km due to the radar sensitivity (a threshold of 0 dBZ has been applied); after 1100 UTC there is no more radar signal, so to classify this regime we have chosen to look at the RHIs, and if there is the presence of a well-marked bright band the region is identified as stratiform. Once the convective regions have been identified, the remaining parts of the MCS are considered to be part of the MCS anvil, which is defined as the stratiform plus the cirriform parts (non-precipitating ice detected with W-band radar observation, grey line on Figure 4) situated at the rear of the convective region.

3.3. Mesoscale analysis

Common features relative to the vertical structure of an MCS squall line are distinguishable using the W-band cloud radar (Figure 5(a)). A typical area of strong signal attenuation (between 0730 and 0830 UTC) due to convective precipitation is observed. This area is associated with rain rates measured at Niamey by the ARM rain gauges (black line on Figure 5) of about $40\ \text{mm h}^{-1}$ (convective showers). The cloud top within the leading convective region reaches the tropopause (deep convection) situated close to 15 km in altitude. During this intensification stage of the MCS, high 95 GHz radar reflectivities ($> 10\ \text{dBZ}$) are measured, associated with Doppler velocities (Figure 5(b)) of up to $-8\ \text{m s}^{-1}$ (minus sign represents falling hydrometeors). The stratiform part (0930–1400 UTC) is characterized by a large area of small Doppler velocities (around $-1\ \text{m s}^{-1}$) with well marked melting level associated with a step in reflectivities between 4 and 5 km in altitude and evaporative precipitation (reflectivities do not reach the ground, between 1300 and 1400 UTC). Rain rates of about $1\ \text{mm h}^{-1}$ were measured at Niamey during this phase of the life cycle. One can note that between these two separated parts of the MCS we see a transitional area (0830–0930 UTC) of older cells dissipating (mixing of convective and stratiform regimes) associated with rain rates of about $4\ \text{mm h}^{-1}$ and still strong signal attenuation. At the very rear of the MCS a region of non-precipitating ice clouds is clearly seen (1400–1530 UTC),

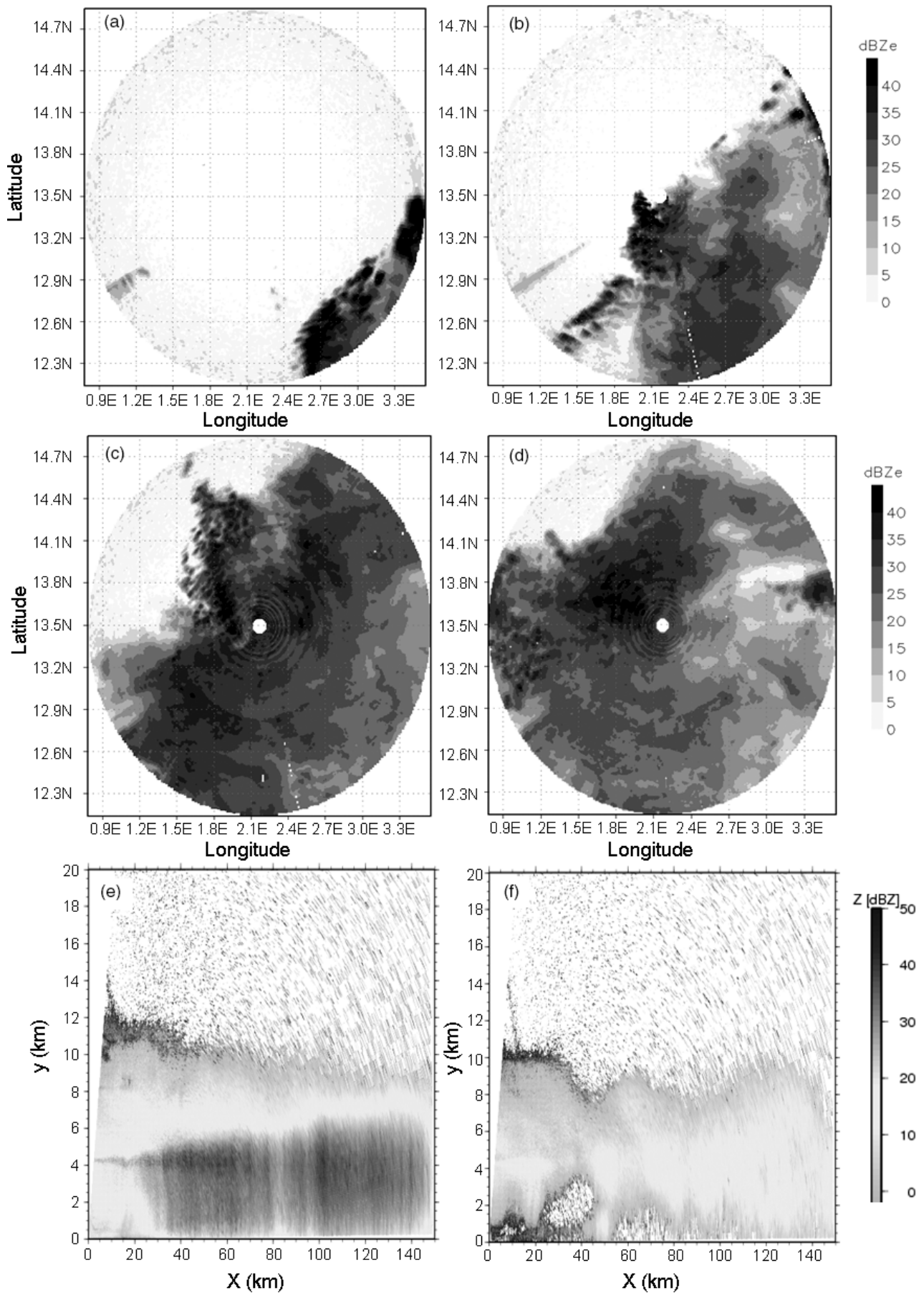


Figure 3. (a), (b), (c), and (d) represents CAPPIs at 3 km of the MIT C-band radar reflectivities (150 km scanning radius around Niamey) on 8 September at (a) 0300, (b) 0600, (c) 0900 and (d) 1030 UTC, and (e) and (f) represent RHIs at 1120 and 1310 UTC.

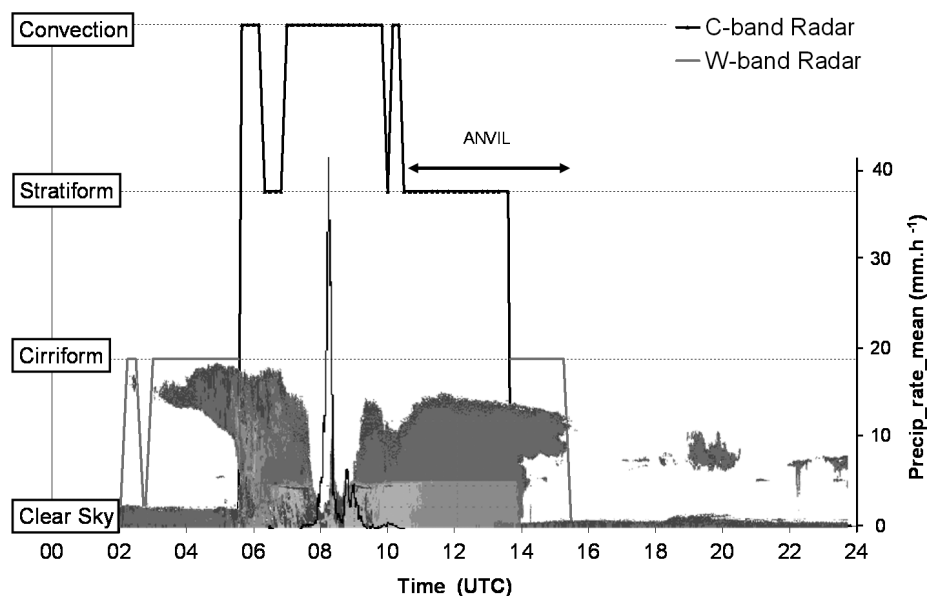


Figure 4. Time evolution of cloud classification over ARM site: using the Steiner *et al.* (1995) method based on the analysis of the CAPPI at 3 km of the MIT C-band radar reflectivities to detect the convective parts (black line), using the bright band criterion on RHIs image for the stratiform part detection (black line), and using the W-band Radar data to detect the cirriform parts (grey line).

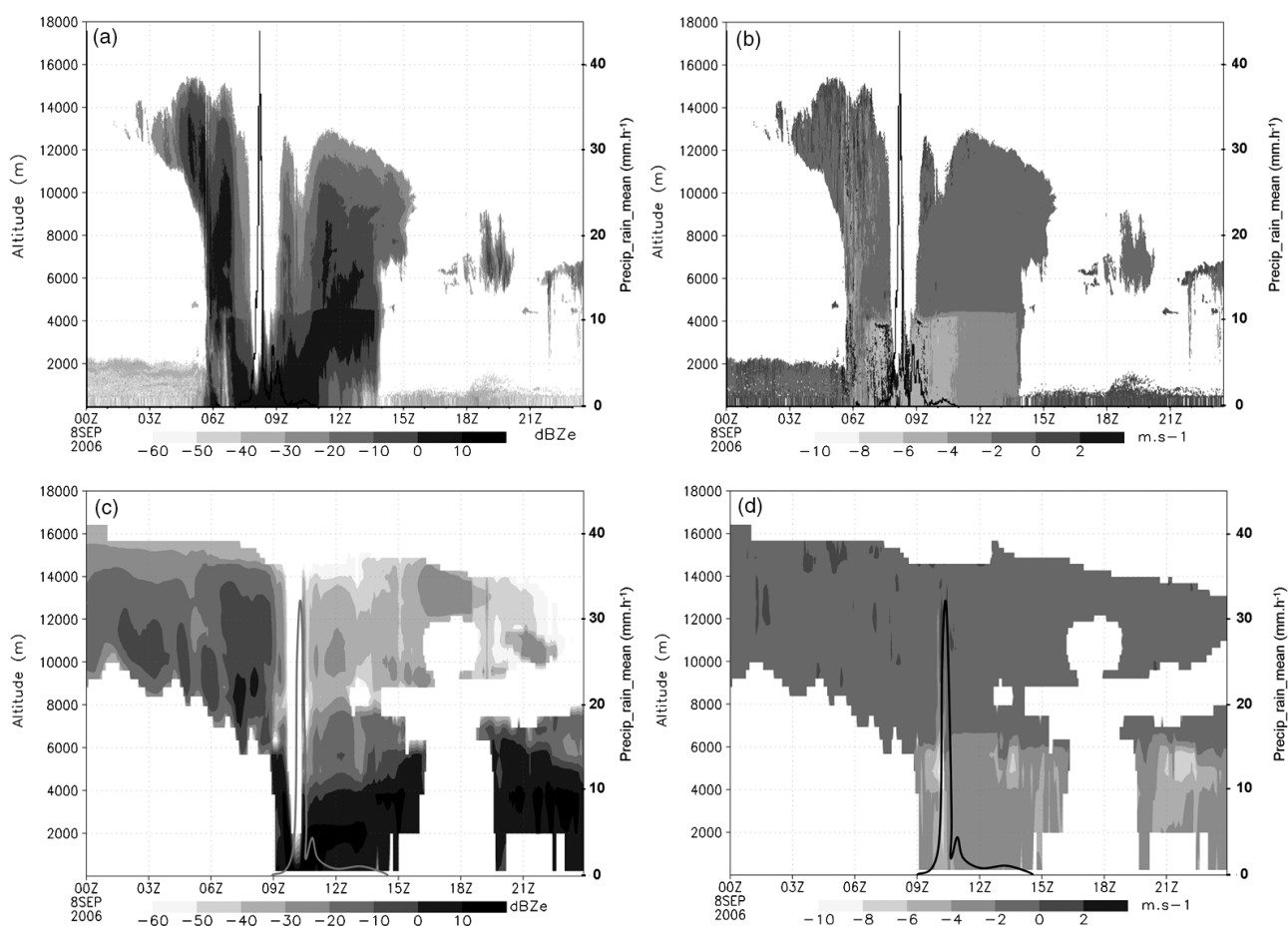


Figure 5. Time evolution on 8 September 2006 of 95 GHz radar observations (top) and simulations (bottom) over Niamey with the corresponding rain rates (solid line in mm h^{-1}). (a) ARM 95 GHz equivalent radar reflectivity factor (dBZe), (b) Doppler velocity (m s^{-1}), (c) calculated 95 GHz radar reflectivity factor (dBZe), and (d) calculated Doppler velocity without the application of attenuation effects. These synthetic observations (c) and (d) are calculated from GRID 3 model outputs with a temporal resolution of 5 min.

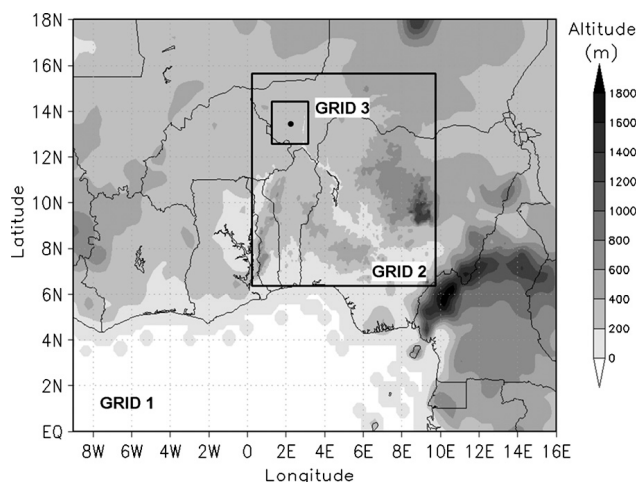


Figure 6. Topographic map of the simulated domain over West Africa with the location of Grid 1, Grid 2 and Grid 3 and Niamey city (black dot).

characterized by Doppler velocities ranging from -1 to 0 m s^{-1} and reflectivities between -20 and -10 dBZ .

4. Simulation of the case-study of 8 September 2006

Three nesting grids (with two-way interactive grid nesting) have been used for the simulation. Horizontal resolutions are respectively 25, 5 and 1 km for Grid 1, Grid 2 and Grid 3 (Figure 6). Vertical resolutions for the two coarser grids centred on $(10^\circ\text{N}, 5^\circ\text{E})$ are the same with 34 vertical levels stretched from 500 m at the surface to 1 km with a stretch ratio of 1.1. The third grid centred on Niamey ($13.5^\circ\text{N}, 2.2^\circ\text{E}$) has a higher vertical resolution with 115 levels stretched from 500 m close to the ground to 100 m between 10 and 15 km to focus on the ice anvil part of the MCS. Simulations are initialized on 7 September 2006 at 0000 UTC with ECMWF analyses (0.5° horizontal resolution). Nudging is done with ECMWF fields every 6 hours at the lateral boundaries of the coarser grid (Grid 1) until 9 September 2006.

Surface fields are set up with the MODIS 1 km grid resolution of the Normalized Difference Vegetation Index (NDVI). Global soil texture is from the FAO soil maps (Food and Agriculture Organization of the United Nations) with 4 km resolution. Land use is based on 1 km Advanced Very High Resolution Radiometer (AVHRR) analysis. Soil moisture is initialized from Tropical Rainfall Measuring Mission satellite (TRMM) (0.25° resolution) data which give the spatial structure of wetness in eight layers. The modelled soil moisture is able to coherently reproduce the expected patterns throughout the seasons over South America (tropical zone), with satisfactory agreement on time variability. Model description and validation can be found in Gevaerd and Freitas (2006) (http://brams.cptec.inpe.br/in_data_soil_moisture.shtml). Weekly Sea-Surface Temperatures (SSTs on 1° horizontal resolution) are obtained from satellite data that are available on the CPTEC/INPE website (http://www.cptec.inpe.br/brams/input_data.shtml).

5. Model results

5.1. Synoptic-scale analysis

As will be shown in this section, the main large-scale dynamical characteristics of the West African monsoon are well captured by the model. Figure 7 shows the vertical distribution of the daily mean (8 September) of the two horizontal wind speed components (U_x and V_y) between 2°S and 22°N . The horizontal wind field has been averaged spatially between 9°W and 9°E . A strong south-westerly (U_x and V_y positive) monsoon flow is simulated to the south of 12°N in the lower atmospheric layers (below 2 km), providing warm air and moisture advection from the ocean with relative humidity (RH) of about 80%. The north-easterly harmattan flow is also simulated to the north of 12°N and situated just above the monsoon flow, at about 3 km in altitude, advecting dry air masses from the Sahara region ($\text{RH} < 40\%$). The magnitudes of these relative humidities are consistent with the soundings over the ARM site in Niamey (not shown). The so-called African Easterly Jet (AEJ) and Tropical Easterly Jet (TEJ) are well defined in Figure 7 by negative values of the zonal wind (U_x). The AEJ is a mid-level jet with a maximum velocity of about 12 m s^{-1} observed close to 14°N and between 3 and 6 km in altitude. The TEJ is the upper-level jet which is observed over the entire domain with a maximum easterly velocity of about -15 m s^{-1} at 2°N . The TEJ is located between 11 and 13 km altitude with a strong northerly component (negative values of V_x), south of 10°N . At higher latitudes (north of 10°N), the TEJ is located at upper heights in the atmosphere (16–20 km) with a small southerly component.

Figure 8 shows a comparison between the Niamey sounding (launched on 8 September at 0000 UTC) and the simulated one. Wind speed profiles, temperature and relative humidity are compared. Simulations and observations of the zonal wind speed and temperature are in good agreement, but the meridional wind and the relative humidity show some large discrepancies. It appears that the monsoon flow is not yet well established in the simulation because it is positioned lower by 1 km in the atmosphere and the relative humidity is much smaller in the simulation (50%) than in the observations (75%). Later in the day, we obtain a better agreement concerning the comparison of the monsoon flow (mean characteristics well represented, Figure 7). So in the model, the monsoon flow installation is delayed by 2 hours which results in an MCS being simulated with a delay of about 2 hours.

Figure 9 shows brightness temperatures in the SEVIRI $12 \mu\text{m}$ channel at the maximum of MCS convection (largest area of $\text{BT}_{12 \mu\text{m}} < 220 \text{ K}$) over the domain corresponding to Grid 2 (e.g. 0800 UTC in the observations and 1000 UTC in the model). Too many clouds are simulated over the whole domain with the largest region of cold $\text{BT}_{12 \mu\text{m}}$ situated east of the system corresponding to less organized convective events merging. Nevertheless the main MCS located between 1°E and

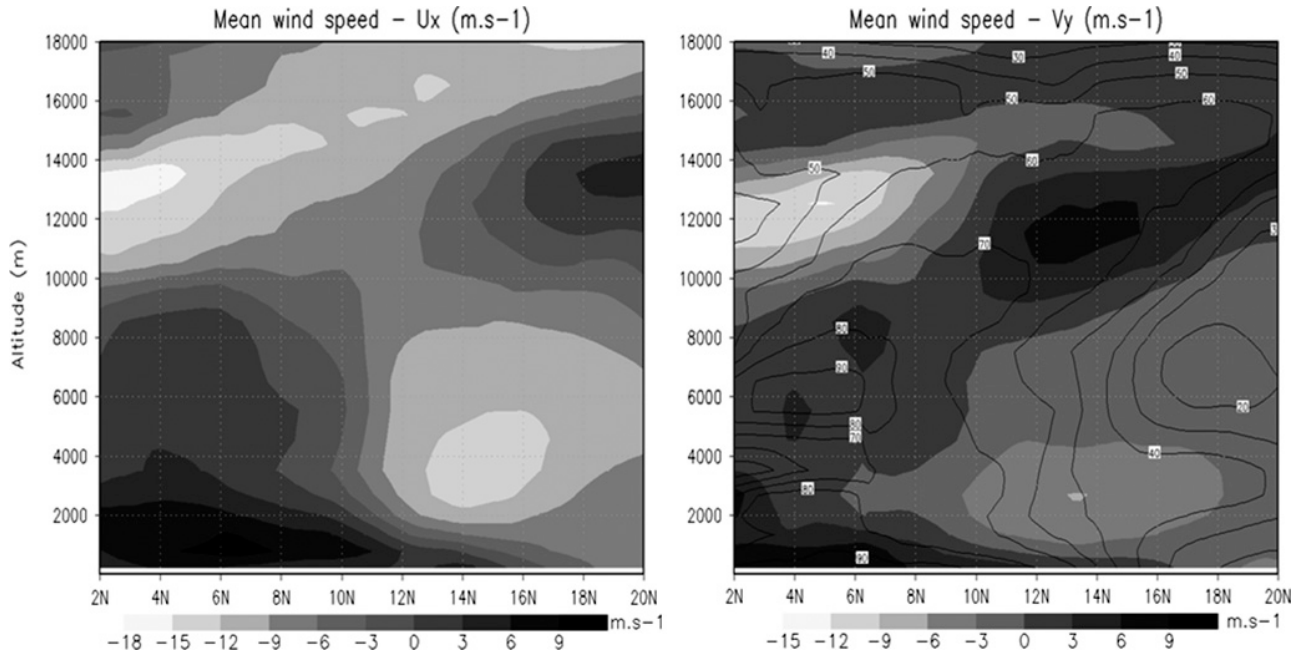


Figure 7. Meridional projection of the simulated (Grid 1) mean horizontal wind field averaged over longitudes (9°W , 9°E) and over time (8 September, between 0000 and 2400 UTC) with hourly model outputs. Left panel represents the x -component of the simulated wind field and right panel the y -component with contours of the mean relative humidity RH (contour interval 10%).

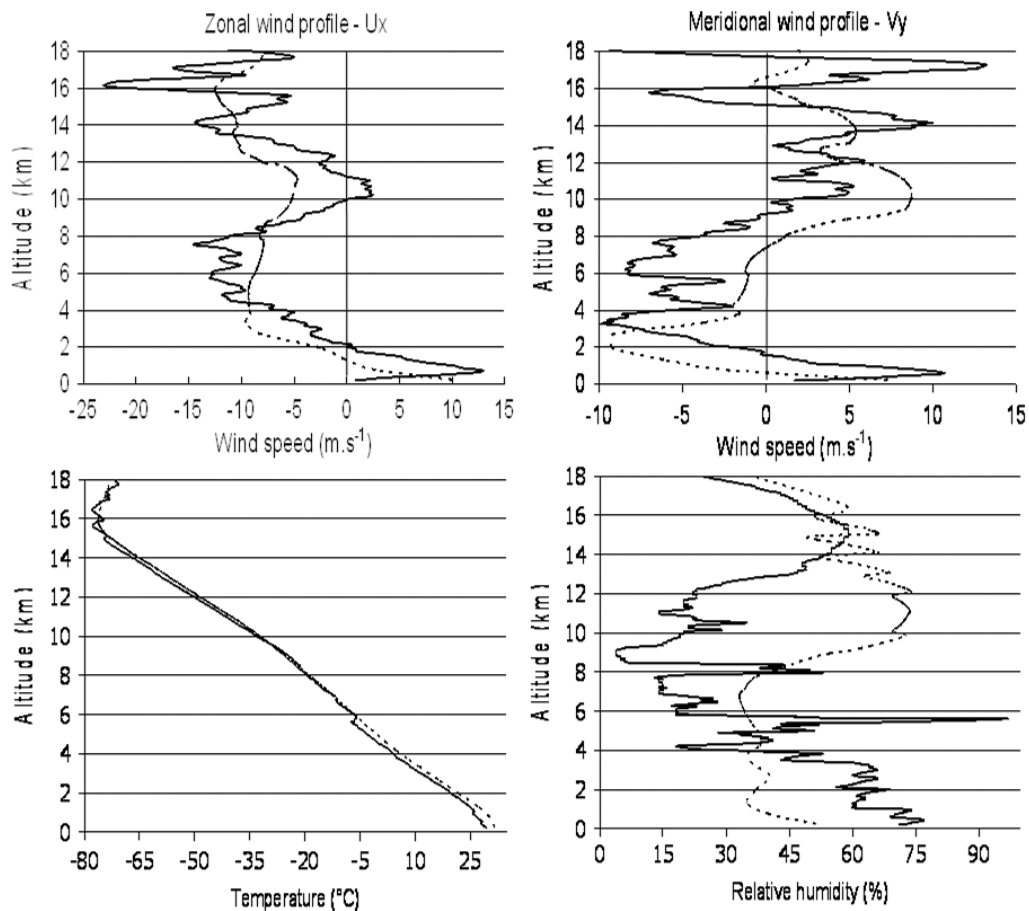


Figure 8. Simulated (dashed line) and measured (solid line) horizontal wind profiles (top) over Niamey (0000 UTC 8 September). Left panel shows the x -component (zonal wind U_x); right panel the y -component (meridional wind V_y). At bottom left is the temperature in $^{\circ}\text{C}$, and on the right the relative humidity in %.

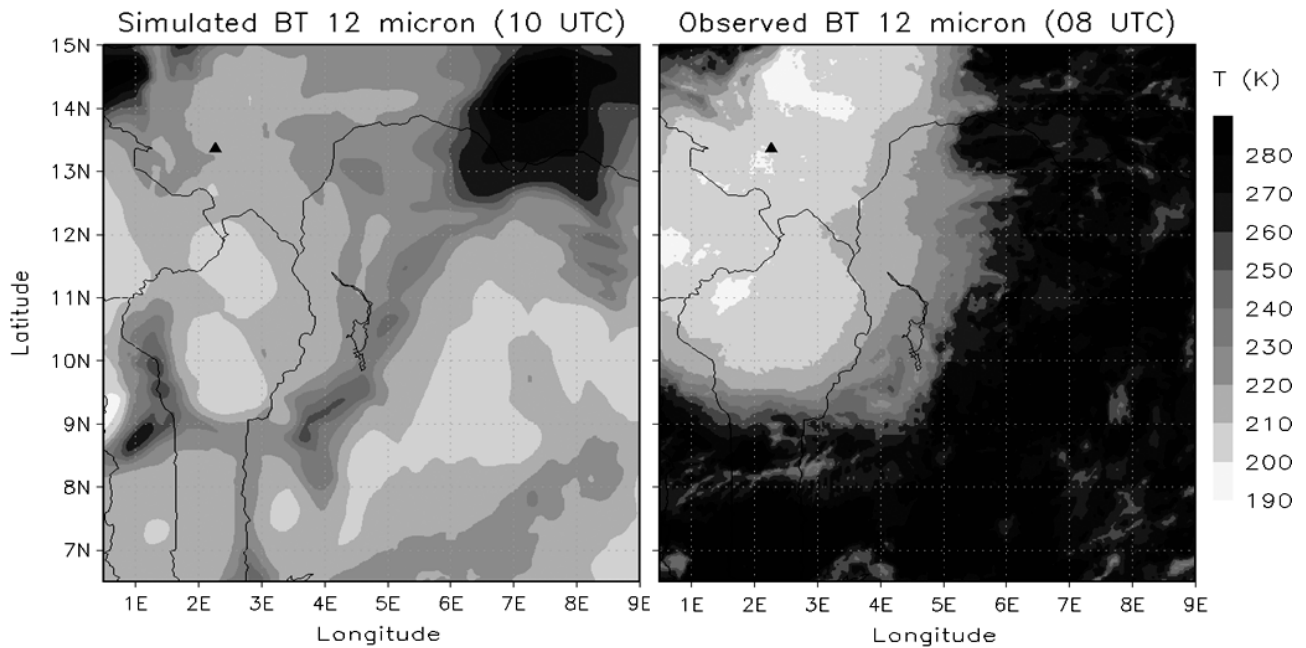


Figure 9. Brightness Temperatures (K) at 12 μm calculated from the output fields of the simulation (left) and measured by SEVIRI (right) during the maximum of convection (largest area of $\text{BT}_{12\ \mu\text{m}} < 220\ \text{K}$) over the domain of Grid 2. This maximum of convection is obtained at 1000 UTC in the model and 0800 UTC in the observations. The black triangle on the map is Niamey.

5°E in longitude and $9\text{--}15^{\circ}\text{N}$ in latitude is well represented in space with a similar spatial coverage. Brightness temperatures have the same magnitude within the MCS: $\text{BT}_{12\ \mu\text{m}} < 220\ \text{K}$ in the convective region and $\text{BT}_{12\ \mu\text{m}} > 220\ \text{K}$ in the stratiform part. Many tests have been performed in order to retrieve the exact development of this MCS. We have found out that the initial soil humidity was a crucial parameter to trigger and maintain the convection in the simulation. With the soil humidity measured during the AMMA campaign, the model simulates the case-study less accurately than with the humidity derived from TRMM data.

5.2. Mesoscale and cloud-scale analysis

5.2.1. Statistical comparisons with the Falcon microphysical measurements

In this section a microphysical comparison is done between simulated and *in situ* (measured by 2-DC and 1-DP microphysical probes) Particle Size Distributions (PSDs) from the French Falcon. As Flight 60 occurred during the dissipation stage (cirriform part) of the MCS, observed PSDs have a simple shape with no particular spatial variability and remain the same during the whole flight. During Flight 59, the stratiform part of the MCS has been sampled between 0900 and 1230 UTC in a more mature stage (convective regime over Niamey between 0730 and 0930 UTC, Figure 4). The sampling strategy was to fly legs at constant latitudes (ground track in Figure 2) to characterize anvil microphysics from close to the convective area towards the rear of the system. Figure 10 presents the comparisons between the measured (composite of 2DC and 1DP probes) PSDs and the simulated ones for different typical legs. Figure 10(a) and (b) show

1-minute averaged PSDs corresponding to the most active regions where the aircraft was authorized to fly (respectively at 5.5 and 11.3 km altitudes, and at 0900 and 1030 UTC). In Figure 10(a), the simulated PSDs correspond to two consecutive levels (5.2 and 5.8 km at 1200 UTC in the model). There is a good agreement for particle diameters ranging between 60 and 200 μm (60 μm is a lower limit for observed PSDs), whereas there are important discrepancies for the larger hydrometeors. An interesting feature in Figure 10(a) concerning the model microphysics is that the two-moments microphysical scheme coupled to the synergy of seven hydrometeor species can simulate complex PSDs which reveal the signature of the competition between various growing modes. This typical structure of the size spectra has been studied by Mitchell *et al.* (1996) who have showed that these two ‘modes’ (two distinct slopes) in the PSDs represent the evolution between the creation/growth mode of the small particles (vapour deposition process) and the aggregation process, dominant on larger particles. In addition, they explained that the onset of the aggregation process coincides with the diameters where the discontinuity in the PSD appears. This transition to the aggregation process is simulated at 320 μm (for the 5.2 km PSD) and 260 μm (at 5.8 km), whereas it is observed at 200 μm (5.5 km). This important shift has a dramatic impact on the representation of the larger particles because the aggregation process is activated for smaller particles in the observations than in the simulation, which is the reason why we observe larger, weakly-rimed, aggregates. Besides, the difference between the simulated PSDs of the two consecutive levels exhibits a substantial vertical variation (due to the strong temperature and supersaturation dependency of the microphysical scheme) and illustrates

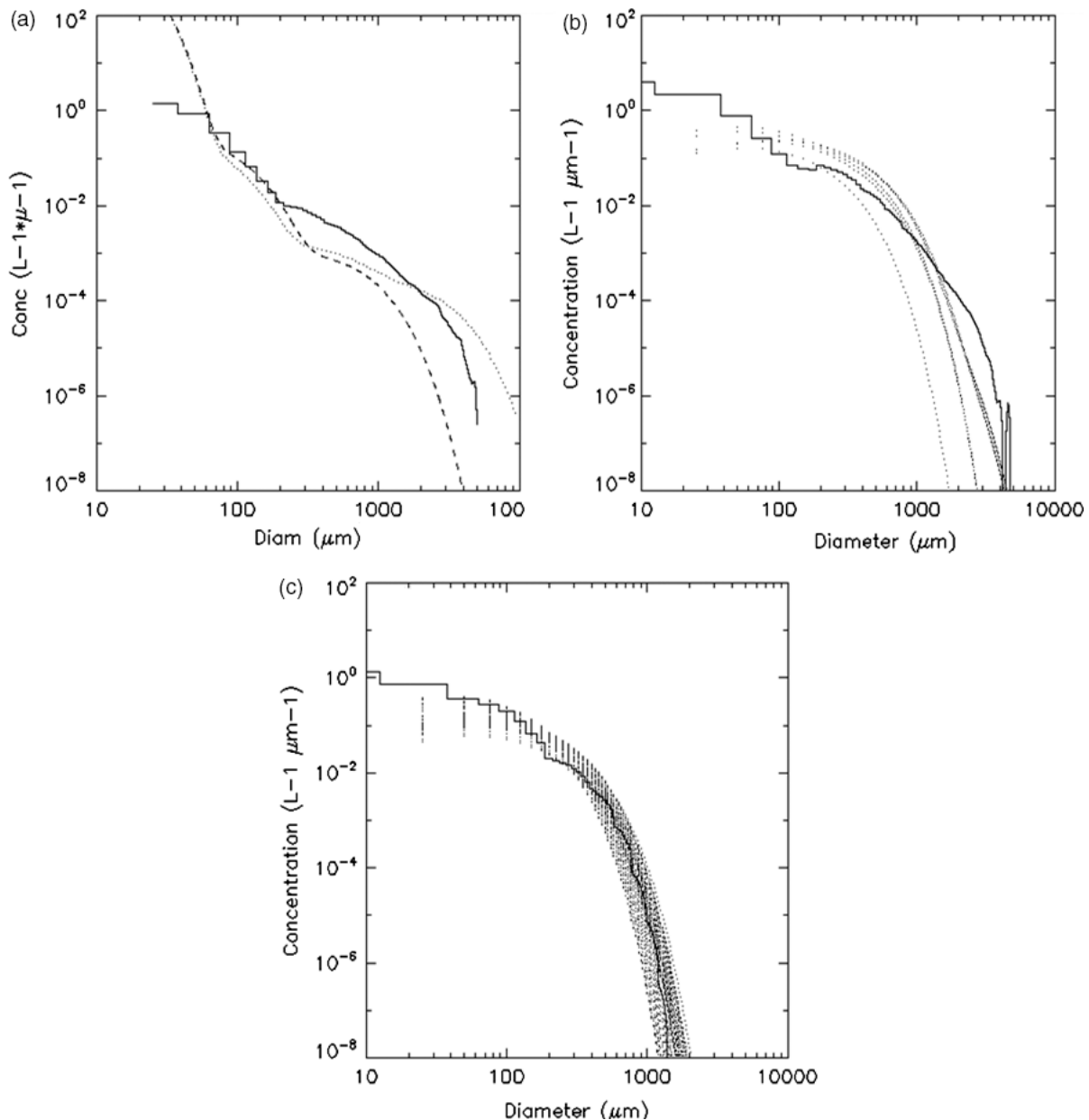


Figure 10. Comparison of simulated (dashed curves) and measured (solid curves) Particle Size Distributions. (a) and (b) represent PSDs sampled close to the active area respectively at 0900 and 1030 UTC; (c) corresponds to PSDs in the stratiform part (1100 UTC). On (a) is presented two simulated PSDs corresponding to successive levels (above melting level) respectively at 5.2 km (long dash) and 5.8 km (short dash); (b) represents the comparison at 11.3 km with five simulated PSDs and on (c) are represented 50 PSDs (cloud points) corresponding to an entire leg of simulated PSDs at 11.3 km.

the importance of this transition between growing processes. When the aggregation process becomes efficient on smaller particles (PSD at 5.8 km), larger particles are simulated (expected pattern), but with the addition of the riming process (exaggerated in the convective region just above the melting layer, as explained), the simulated diameters increase rapidly to large values ($D_{\max} > 4$ mm). So, the transfer rate between the aggregates and graupel/hail species, which is characterized by the exponential shape of the simulated PSDs tail ($D > 1$ mm), has to be improved in the convective regions, as has the value of the shape parameter ν (to better represent the larger particles). At higher levels, in active areas (Figure 10(b)), observed and simulated PSDs are coherent and still have a

complex shape. For diameters larger than 1 mm, the PSDs are characterized by the traditional exponential shape (in agreement with Flight 59-S2 in Bouniol *et al.* (2009)) but the simulated diameters tend to be smaller than those observed (as in Figure 10(a)). Figure 10(c) shows the comparison between the observed PSD (1100 UTC) and an entire leg of simulated PSDs at 11.3 km altitude in the stratiform region (1300 UTC). Both observation and simulation are characterized by an exponential shape from diameters of about 500 μm . The shape variability of the simulated PSDs in this region is not very important (same growing processes) and the ranges of diameters and concentrations are in good agreement with the observations (same mean behaviour).

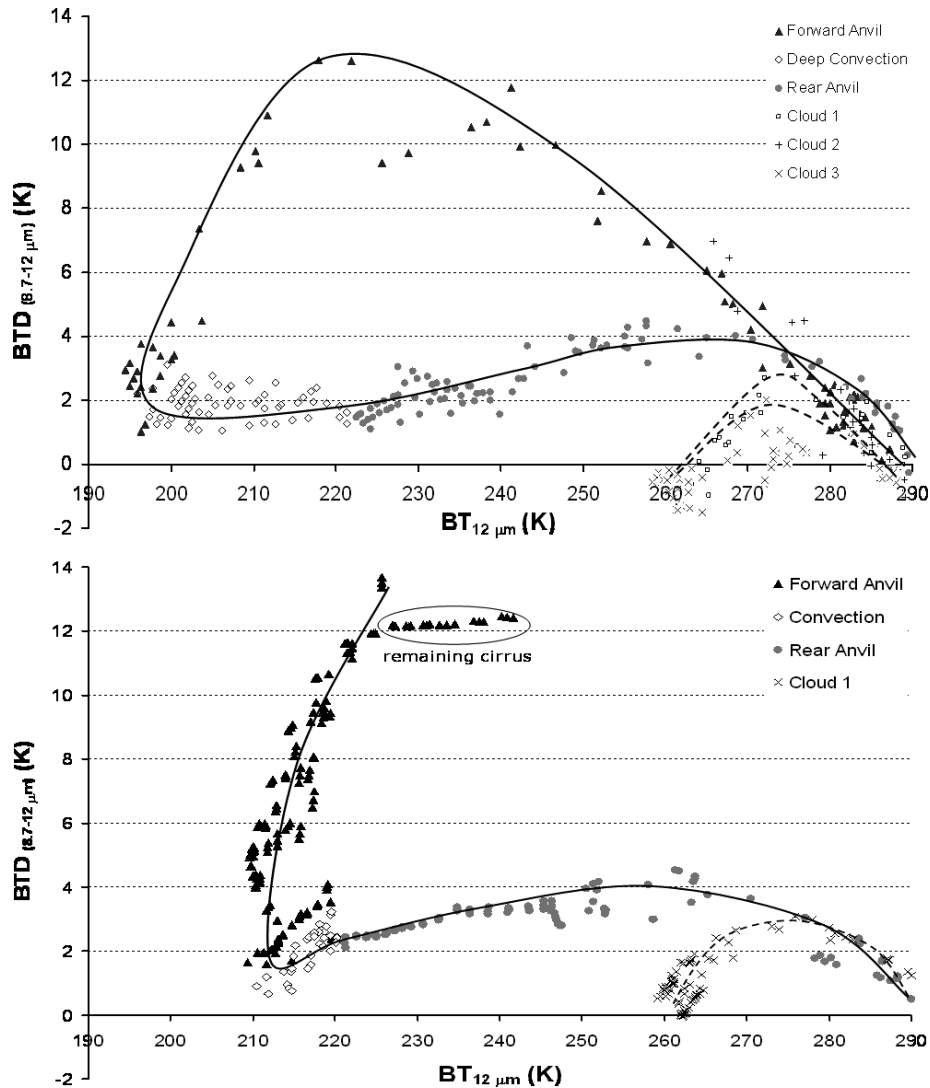


Figure 11. Evolution of Brightness Temperature Differences between 8.7 and 12 μm channels ($\text{BTD}_{8.7-12 \mu\text{m}}$) as a function of Brightness Temperature at 12 μm ($\text{BT}_{12 \mu\text{m}}$) in K extracted from SEVIRI (top) and BRAMS simulation (bottom) over Niamey on 8 September 2006.

5.2.2. Evaluation of the simulation against observations

Simulated 95 GHz radar reflectivities and Doppler velocities over Niamey are presented in Figure 5(c) and (d), and the evolution of the simulated $\text{BTD}_{8.7-12 \mu\text{m}}$ as a function of $\text{BT}_{12 \mu\text{m}}$ is displayed in Figure 11. The radar signal (Figure 5(c) and (d)) is calculated from Grid 3 outputs with 5 min temporal resolution using Mie theory (subsection 2.2). To be as close as possible to the observed conditions, the ARM radar reflectivity threshold (Eq. (5)) is applied to the simulated reflectivities:

$$Z_{\text{[dBZ]}} = -54 + 20 \log(\text{range}_{\text{[km]}}). \quad (6)$$

Doppler velocities are calculated (Figure 5(d)) without any attenuation. The MCS life cycle and visible structures on the simulated radar and BTs are compared to the observations. From 0500 UTC until 0900 UTC, a forward anvil is simulated in the front of the MCS. The high-level clouds before 0500 UTC can be identified with Figure 11 as the remains of a previous system because their microphysical signature is clearly different with a

constant BTD of about 12 K. Attenuation effects are large in the main convective region (no more radar signal) due to large precipitating hydrometeors associated with simulated rain rates of 30 mm h^{-1} , whereas the measurements made with rain gauges at the ARM site are higher with values greater than 40 mm h^{-1} . These regions characterize the main convective core crossing over Niamey between 0930 UTC and 1100 UTC in the simulation and between 0730 UTC and 1030 UTC in the real observations. The 2-hour delay in the simulation is represented here by the delay of the maximum attenuation: 0800 UTC in observations and 1000 UTC in the simulation with calculated values greater than 50 dB km^{-1} , corresponding to the highest concentrations of graupel, hail and rain. The melting layer is well marked on reflectivities and correctly situated, between 4 and 5 km in the stratiform part (1200–1600 UTC) and associated with weaker attenuation coefficient (from 12 dB km^{-1} at 1200 UTC to 2 dB km^{-1} at 1600 UTC). The model also simulates a strong decrease in radar reflectivity due to the evaporation of precipitation associated with the MCS

anvil region from 1200 to 1400 UTC which is in good agreement with the observations (taking into account the 2-hour delay). Between 1600 UTC and 1830 UTC, and between 10 and 12 km altitude there is a gap in the radar reflectivities which can be explained by a reinforcement of the north-east wind bringing dry air (RH reaches about 35% in the model). The interaction between the microphysics and this dry intrusion leads to smaller hydrometeor diameters ($<55 \mu\text{m}$) undetectable by the radar. Nevertheless, the range of the simulated reflectivities is realistic especially in the ice phase (between -30 and $+5 \text{ dBZe}$). Doppler velocities (Figure 5(d)) show a transition at 6 km, which does not exactly represent the melting layer but the increase of hydrometeor fall speed due to the presence of too many large rimed particles ('graupel', Figure 12(d) and 'hail', Figure 12(e)). The presence of large amounts of supercooled water (Figure 12(f)) at such levels in the stratiform part of the MCS (up to $0.7\text{--}0.8 \text{ g kg}^{-1}$) is mainly due to the rear updraught ($0\text{--}1 \text{ m s}^{-1}$) which is situated just above the melting level (between 4 and 8 km, Figure 12(h)). Besides, the ice crystal concentration (around 10^5 m^{-3}) may not be sufficient to draw down the supercooled water by the Bergeron process. So, this constant advection of supercooled liquid water constrains the microphysical scheme to activate the riming process on the ice crystals present at these levels: mainly snow and aggregate species (Figure 12(b) and (c)) which act as sinks for the supercooled liquid water. The too-large contribution of the riming process in the simulated anvil (compared to the vapour deposition by the Bergeron process) leads to the overestimation of large rimed aggregates, 'graupel', and 'hail' which are parametrized with large falling velocities.

The evolution of the simulated BTDs (which are strongly dependent on the microphysics, as explained previously) extracted over Niamey (Figure 11) shows that the simulated BTD field is in good agreement with the observations (ranging from 0 to 13 K). Simulated and observed BTs over Niamey evolve in the same way but observed BTs in the thick forward anvil and in the convection parts are colder by $5\text{--}10 \text{ K}$, which indicate that optical depths are much higher in the observations than in the model. As too many clouds are simulated over the domain (Figure 9), the BTDs observed in the front of the MCS (increasing part of the arch) are not represented in the simulation. This information is mixed with the cirrus clouds remaining from the previous convective event (circle on Figure 11). Nevertheless, the variations are similar to the observations with a substantial decrease of $\text{BTD}_{8.7\text{--}12 \mu\text{m}}$ from 13 to 2 K in SEVIRI and in the synthetic observations. Effective diameters (D_{eff}) of pristine ice and snow present at the very front of the MCS are respectively smaller than $20 \mu\text{m}$ and $60 \mu\text{m}$. Once the MCS is well developed with $\text{BT}_{12 \mu\text{m}} < 220 \text{ K}$, larger particles are ejected within the main convective region with the smallest values of BTDs ($\text{BTDs} < 3 \text{ K}$). Simulated particles correspond to rimed/melted ice species ('graupel' and 'hail' with important mixing ratios, respectively greater than 2 g kg^{-1} and 1 g kg^{-1}

(Figures 12(d) and (e))) and rain ($1.6\text{--}1.8 \text{ g kg}^{-1}$, Figure 12(g)). This pocket of hail/graupel is collocated with the main updraught (Figure 12(h)). These two ice species are represented in the model with large effective diameters of about $600 \mu\text{m}$ and rain with D_{eff} of $500 \mu\text{m}$. As the system dissipates, there is an increase of $\text{BT}_{12 \mu\text{m}}$ (optical depth decreases due to the precipitation of the largest hydrometeors), and an increase of BTDs due to the small ice particles remaining in the rear anvil part of the MCS. This stratiform part is characterized in the model and the observations by BTDs between 2 and 5 K. The clouds situated after the MCS in the observations cannot be simulated (too many clouds over the simulated domain) and represent two mid-level clouds with a strong lidar signal (not shown) and negative BTDs which could be explained by the presence of supercooled water (Baum *et al.*, 2000).

5.2.3. Statistical comparisons with the Niamey ground-based site observations

Comparisons between simulated and observed radar measurements can be done directly at different locations with time series to roughly analyse vertical profiles (cloud top height, attenuation effects, etc.). To statistically compare radar echoes, we used the Contoured Frequency by Altitude Diagram (CFAD) (Yuter and Houze, 1995). CFADs consist of a stacked PDF (Probability Density Function) with the abscissa representing the considered variable (radar reflectivity, Doppler velocity, or IWC) and the ordinate representing the altitude classes. For each altitude class, the relative amount of points per variable bin is calculated with contours then in $\%(\text{variable bin})^{-1}(\text{altitude bin})^{-1}$. This kind of plot provides a very useful means to overcome classical problems like spatial and temporal resolutions, which are often different from radar to radar, and thus CFADs facilitate the identification and comparison of microphysical signatures. Figure 13 shows observed (built from ARM cloud radar measurements between 1100 and 1530 UTC) and calculated (built from the simulations between 1200 and 1800 UTC) CFADs for radar reflectivity and Doppler velocity corresponding to the anvil (stratiform/non precipitating ice parts) and calculated with variable bins of respectively 1 dBZ and 0.25 m s^{-1} and altitude bins of 500 m . Compared to the CFADs of the ARM radar (Figure 13(a) and (b)), simulation results (Figure 13(c) and (d)) exhibit some discrepancies, notably in term of magnitude in the liquid phase with a difference between the two maxima of reflectivity up to 12 dBZ at the melting level (altitude around 4 km) which explains part of the shift of the 'precipitation mode' in Doppler velocities from $[-3; -2] \text{ m s}^{-1}$ in the observations (Figure 13(b)) to $[-4; -3.5] \text{ m s}^{-1}$ in the simulation (Figure 13(d)) due to the larger rimed hydrometeors created in the simulation compared to the observations. The other field which can be responsible of a part of this shift is the vertical velocity (Eq. (5)). Indeed, the rear downward motion, (mesoscale downdraught situated below the mesoscale updraught) is in the range of $[-1; -0.5] \text{ m s}^{-1}$ in the

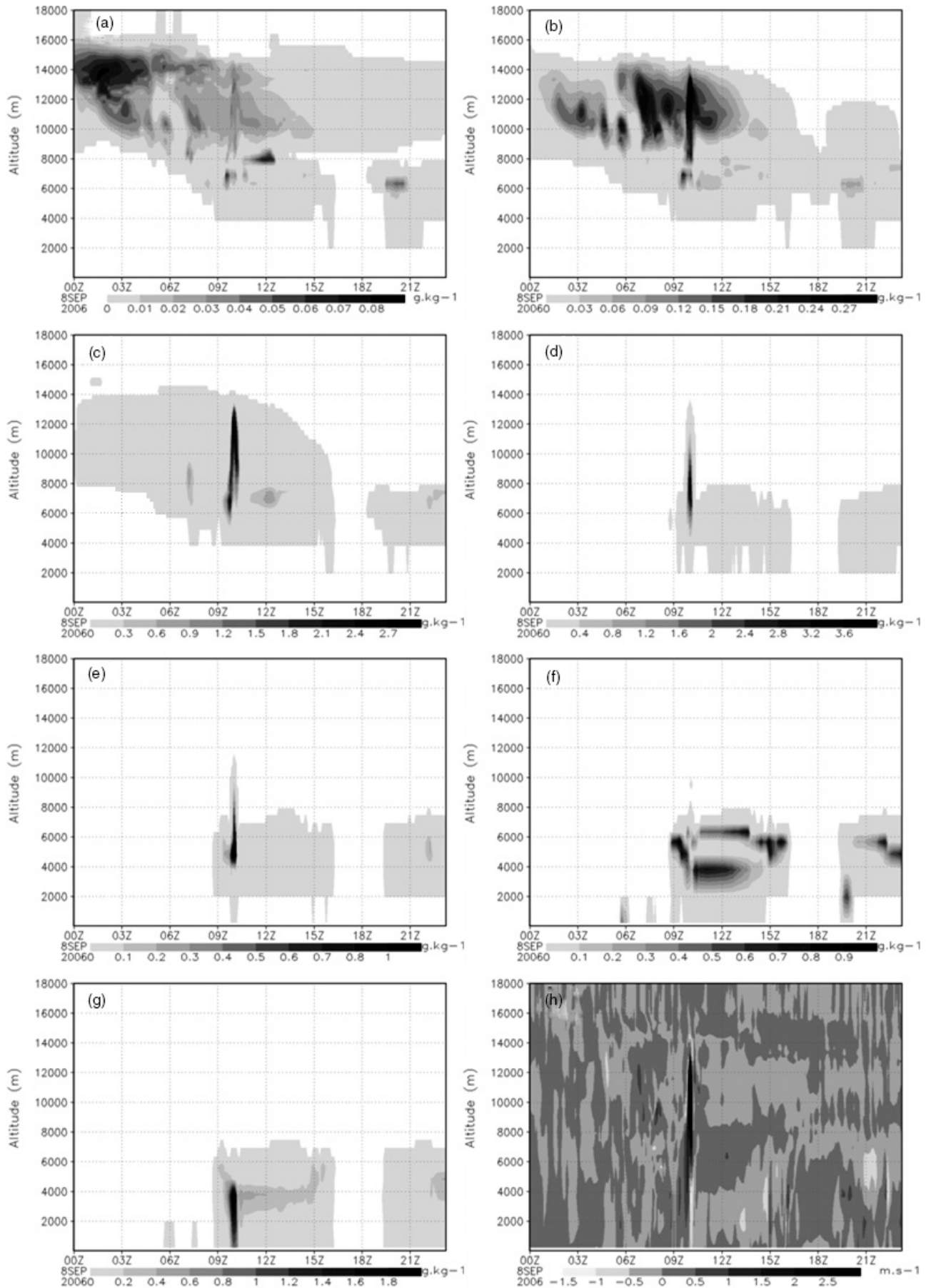


Figure 12. Time series (8 September) over Niamey location of simulated hydrometeors mixing ratios (g kg^{-1}): (a) pristine ice, (b) snow, (c) aggregates, (d) graupel, (e) hail, (f) cloud water, (g) rain, and (h) vertical velocity (m s^{-1}).

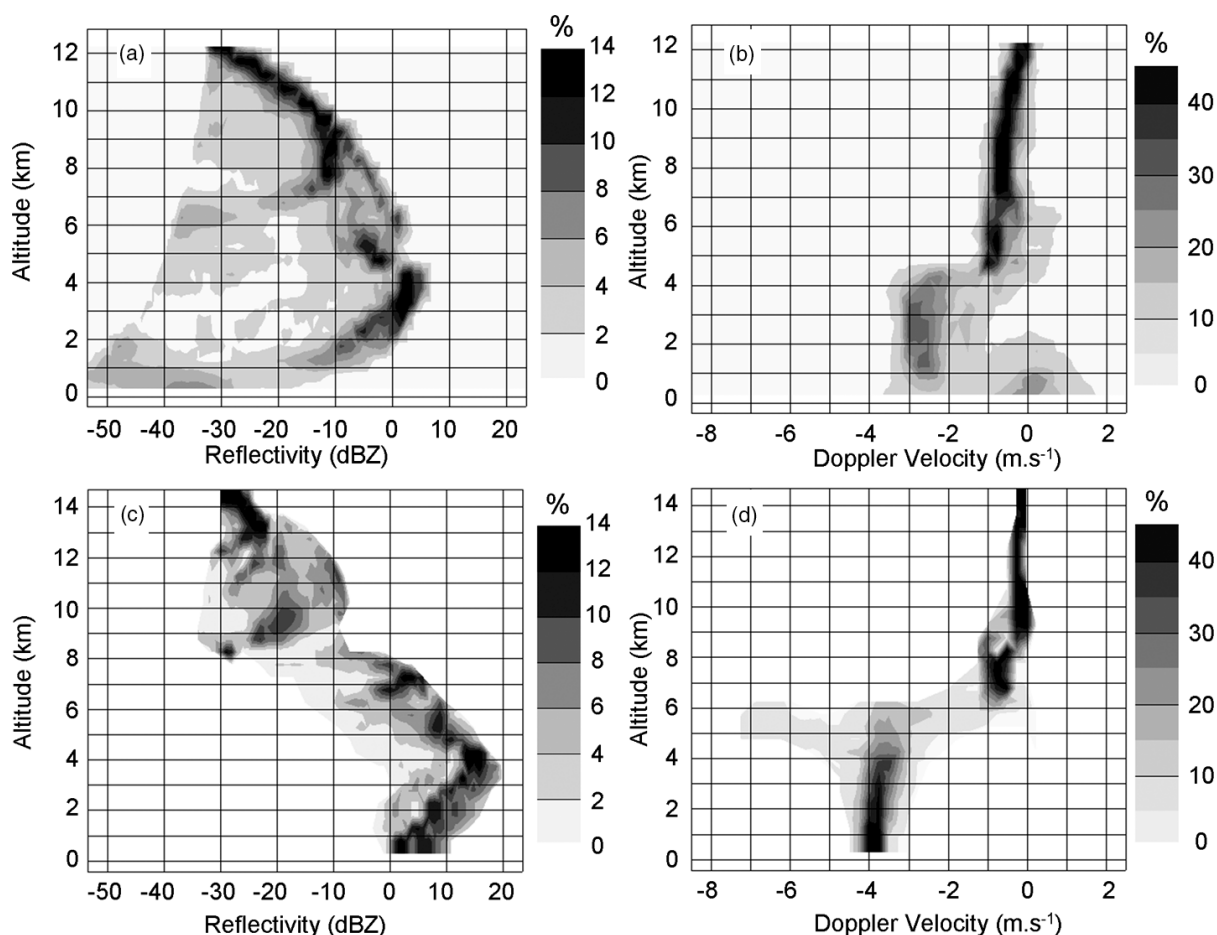


Figure 13. Contoured Frequency by Altitude Diagram (CFAD) of (a) ARM reflectivities, (b) ARM Doppler velocities, (c) simulated reflectivities, and (d) simulated Doppler velocities. Grey scale indicates the percentage of points.(variable bin)⁻¹.500m⁻¹. Variable bins equal 1 dBZe and 0.25 m s⁻¹. These CFADs are constructed for the whole anvil part (1100–1530 UTC in observations and 1200–1800 UTC in the simulation).

model (Figure 12(h)), so its contribution in the calculation of the Doppler velocity is not negligible (between 12 and 25%), which has to be taken into account during the analysis of Doppler velocity results. Nevertheless, the range of magnitudes in the ice phase is well retrieved in the simulation, between -30 and $+5$ dBZ (Figure 13(a) and (c)) and between -1 and 0 m s⁻¹ (Figure 13(b) and (d)). Concerning the vertical evolution of the CFADs, we can see that the ARM data have globally a wider range of possible values from the ground up to cloud top in both CFADs (reflectivity and Doppler velocity). The vertical distributions of the reflectivities in the liquid phase show broadly the same signature (same shape), that is to say an increase of reflectivities from ground up to melting level, due to the evaporation process. The effects of this evaporation process, below 2 km, seem to be stronger in the observations than in the simulation because only a few percentages of the ARM reflectivities reach the ground (the particle diameters become smaller by evaporation during the fall, until total evaporation or until becoming undetectable by the W-band radar). This can be explained by the fact that, even in this stratiform region, both ‘graupel’ and ‘hail’ are created in the simulation (for only a small percentage) because of the presence of too much supercooled water (mixing ratios of about 0.6 – 0.7 g kg⁻¹

between 4 and 6 km, Figure 12(f)) advected by the rear updrafts (0 – 1 m s⁻¹, Figure 12(h)). The signature of these too-large/dense hydrometeors is represented in the CFAD of the calculated Doppler velocity (Figure 13(d)) by large values (between -7 and -5 m s⁻¹) due to the fall speed parametrization of this kind of particle. These rimed ice species once melted lead to larger raindrops (roughly 500 – 600 μ m in the model at ground level vs. 250 – 300 μ m in the observations) and the evaporation process cannot totally evaporate these hydrometeors during their fall. Furthermore, these differences in size (between the observations and the simulation) explain the discrepancies in the comparison of the CFADs of reflectivities (difference greater than 10 dBZ). In upper levels, ice particles can stay for a longer time in the atmosphere (compared to the convective regime), so aggregates and ice particles in general have time to grow, and when these large ice hydrometeors interact with supercooled or cloud water or start to melt, they are recognized in the model as ‘graupel’ and/or ‘hail’ so their fall speed increases. As explained previously, the graupel category is difficult to parametrize and in this MCS case, the observed ice densities (see Bouniol *et al.*, 2009, this special issue) can be large (up to 0.8 g cm⁻³, coherent with the simulation) even in the anvil part of the

MCS, but they globally vary between those of aggregates and graupel ($0.2\text{--}0.8\text{ g cm}^{-3}$), so to improve the microphysical scheme it could be necessary to improve the transfer rate and the transition in parametrization coefficients from aggregates to ‘graupel’ to better represent these intermediate particles (large rimed aggregates). Lang *et al.* (2007) suggests eliminating the dry growth process of graupel in the bulk microphysics schemes to eliminate the unrealistic high-density ice hydrometeors. Nevertheless, we obtain interesting similarities with the observations concerning the ice microphysics in the upper levels (above 6 km). For example, the frequency distribution of the reflectivities shows a bimodal behaviour (two distinct maxima) in the observations between 6 and 9 km (Figure 13(a)) that is also simulated between 8 and 12 km (Figure 13(c)). Figure 12 shows that the main particles present within this region are pristine ice, snow and aggregates. The aggregation process should produce a bimodal frequency distribution as two particles (typically pristine ice and snow crystals) are merging to form one; it remains two different populations which is the case in the CFADs where two distinct maxima are observed and calculated. Furthermore, in the model this growth process induces (implicitly) a decrease in numbers (not shown) but we can see in Figure 12(a) and (b) that this is not the case in term of concentration, so the depositional growth is also activated in a large proportion in order to counterbalance the effect of the aggregation process. This aggregation process is preponderant in the model between 8 and 12 km, where we observe the bimodality. These are the large ice particles which start to interact with the supercooled water at about 6.5 km (which does not represent the melting layer found at lower altitudes).

6. Conclusions and outlook

During the SOP 2a3 over West Africa (AMMA campaign), ground measurements at Niamey (ARM and MIT radars, radiosondes), airborne measurements (PSDs *in situ* and remote sensing) from the French Falcon 20 and space observations from the SEVERI sensor on-board Meteosat Second Generation (MSG) have been analysed in order to access the multi-physical processes involved in the life cycle of the 8 September 2006 MCS. A numerical simulation with high vertical (100 m) and horizontal (1 km) resolution from the mesoscale model BRAMS has been used to simulate an MCS. From outputs of this model, synthetic observations of 95 GHz cloud radar (equivalent reflectivity factor and Doppler velocity) and infrared radiometer (brightness temperatures within spectral bands centred at 8.7, 10.6 and 12 μm) have been calculated in order to compare with the observations from various instruments. From the link existing between the Brightness Temperature (BT), the Brightness Temperature Difference (BTD) between channels at 8.7 and 12 μm and the microphysics of hydrometeors, the cloud properties such as particle size (effective diameter D_{eff}), IWC or optical depth (δ) have been evaluated. Considering the

results of this study, the following main conclusions can be drawn:

- From BT comparisons we have shown that the simulated MCS is correctly situated in space (same location and same horizontal coverage) but 2 hours too late. A detailed analysis of BTs and BTDs has indicated that the MCS life cycle was relatively well reproduced (arched shape retrieved), with the same variations of brightness temperature differences compared to those observed by SEVERI on MSG; nevertheless it appears that, within the main convective event, the calculated BTs are globally smaller than those observed which indicate less active convection (smaller optical depths).
- Similar behaviour has been found from radar reflectivity and Doppler velocity CFADs. Observed and simulated vertical structures and observable ranges are found to be broadly similar in the ice part of the anvil. The riming process (which promotes ice/liquid interactions) is too greatly activated in the simulation due to the amount of supercooled water present just above the melting level associated with the weak mesoscale updraught (which is responsible for the pocket of rimed hydrometeors above the bright band). So the simulated ice particles are mainly rimed aggregates with large densities ($0.4\text{--}0.8\text{ g cm}^{-3}$), which is in agreement with the observations of Bouniol *et al.* (2009), this special issue; but the transition of the parametrization between aggregates and ‘graupel’ is too large to correctly retrieve the intermediate particles (like moderate/heavy rimed aggregates which are directly categorized as ‘graupel’ in the model). Nevertheless the large amount of supercooled water in the simulation implies an overestimation of the riming process.
- The comparisons of observed and simulated particle size distributions have shown that complex distributions were possible in the model (thanks to the two-moments scheme). The bimodal structure and the discontinuity of the PSDs at intermediate sizes (around 200–300 μm) observed in the measurements are well simulated, corresponding to the competition between growth processes. We have also seen that some adjustments of the shape parameters ν ($\nu = 2$ by default) are necessary to better reproduce the statistics of the larger particles. The tails of the simulated distributions are always close to the exponential form, which is certainly too simple compared to the measurements where larger and less rimed aggregates are present. This result consolidates the hypothesis of too much riming in the model.
- This work will be pursued in the near future by improving different thresholds (power-law coefficients, hydrometeor growth rates, activation, deactivation of cloud processes) in the cloud parametrization to see how the CFADs and the cloud microphysical properties evolve and get closer (or not)

to the observed ones. This approach has the potential to provide an objective tuning of the parametrization.

Acknowledgements

The Niamey AMF radar data were obtained from the ARM Program Archive. Based on a French initiative, AMMA was built by an international scientific group and is currently funded by a large number of agencies, especially from France, United Kingdom, USA and Africa, and by an EU programme. Detailed information on scientific co-ordination and funding is available on the AMMA International web site <http://www.amma-international.org>.

The authors thank the reviewers for their constructive comments and also the computer team of the Laboratoire de Météorologie Physique of the Blaise Pascal University (France): S. Banson, S. Rivet and P. Cacault.

References

- Atlas D, Matrosov SY, Heymsfield AJ, Chou M-D, Wolff DB. 1995. Radar and radiation properties of ice clouds. *J. Appl. Meteorol.* **34**: 2329–2345.
- Baum BA, Soulen PF, Strabala KI, King MD, Ackerman SA, Menzel WP, Yang P. 2000. Remote sensing of cloud properties using MODIS airborne simulator imagery during SUCCESS. 2: Cloud thermodynamic phase. *J. Geophys. Res.* **105**: 11781–11792.
- Baum BA, Yang P, Nasiri S, Heidinger AK, Heymsfield AJ, Li J. 2007. Bulk scattering properties for the remote sensing of ice clouds. Part III: High-resolution spectral models from 100 to 3250 cm^{-1} . *J. Appl. Meteorol. Clim.* **46**: 423–434.
- Bodas-Salcedo A, Webb MJ, Brooks ME, Ringer MA, Williams KD, Milton SF, Wilson DR. 2008. Evaluating cloud systems in the Met Office global forecast model using simulated CloudSat radar reflectivities. *J. Geophys. Res.* **113**: D00A13, DOI:10.1029/2007JD009620.
- Bouniol D, Delanoë J, Duroure C, Protat A, Giraud V, Penide G. 2009. Microphysical characterization of West African MCS anvil. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* Submitted to AMMA special issue.
- Chepfer H, Bony S, Winker D, Chiriaco M, Dufresne J-L, Sèze G. 2008. Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model. *Geophys. Res. Lett.* **35**: L15704, DOI:10.1029/2008GL034207.
- Cotton WR, Pielke Sr RA, Walko RL, Liston GE, Tremback CJ, Jiang H, McAnelly RL, Harrington JY, Nicholls ME, Carrio GG, McFadden JP. 2003. RAMS 2001: Current status and future directions. *Meteorol. Atmos. Phys.* **82**: 5–29.
- Delanoë J, Hogan RJ. 2008. A variational scheme for retrieving ice cloud properties from combined radar, lidar, and infrared radiometer. *J. Geophys. Res.* **113**: D07204, DOI:10.1029/2007JD009000.
- Diongue A, Lafore J-P, Redelsperger J-L, Roca R. 2002. Numerical study of a Sahelian synoptic weather system: Initiation and mature stages of convection and its interactions with the large-scale dynamics. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **128**: 1899–1927.
- Donovan DP, Quante M, Schlimme I, Macke A. 2004. Use of equivalent spheres to model the relation between radar reflectivity and optical extinction of ice cloud particles. *Appl. Opt.* **43**: 4929–4940.
- Dubuisson P, Giraud V, Chomette O, Chepfer H, Pelon J. 2005. Fast radiative transfer modeling for infrared imaging radiometry. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **95**: 201–220.
- Dubuisson P, Giraud V, Pelon J, Cadet B, Yang P. 2008. Sensitivity of thermal infrared radiation at the top of the atmosphere and the surface to ice cloud microphysics. *J. Appl. Meteorol. Clim.* **47**: 2545–2560.
- Fink AH, Vincent DG, Ermert V. 2006. Rainfall types in the West African Sudanian zone during the summer monsoon 2002. *Mon. Weather Rev.* **134**: 2143–2164.
- Fletcher NH. 1962. *The physics of rainclouds*. Cambridge University Press.
- Gevaerd R, Freitas S. 2006. Estimativa operacional da umidade do sol para iniciação de modelos de previsão numérica de atmosfera. Parte 1: Descrição da metodologia e validação. *Revista Brasileira de Meteorologia* **21**: 1–15.
- Giraud V, Buriez J-C, Fouquart Y, Parol F, Sèze G. 1997. Large-scale analysis of cirrus clouds from AVHRR data: Assessment of both a microphysical index and the cloud-top temperature. *J. Appl. Meteorol.* **36**: 664–675.
- Giraud V, Thouron O, Riedi J, Goloub P. 2001. Analysis of direct comparison of cloud top temperature and infrared split window signature against independent retrievals of cloud thermodynamic phase. *Geophys. Res. Lett.* **28**: 983–986.
- Gosset M, Sauvageot H. 1992. A dual-wavelength radar method for ice-water characterization in mixed-phase clouds. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **9**: 538–547.
- Grell GA, Devenyi D. 2002. A generalized approach to parameterizing convection combining ensemble and data assimilation techniques. *Geophys. Res. Lett.* **29**: 1693, DOI:10.1029/2002GL015311.
- Harrington JY, Olsson PQ. 2001. A method for the parameterization of cloud optical properties in bulk and bin microphysical models: Implications for Arctic cloudy boundary layers. *Atmos. Res.* **57**: 51–80.
- Haynes JM, Marchand RT, Luo Z, Bodas-Salcedo A, Stephens GL. 2007. A multipurpose radar simulation package: QuickBeam. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **88**: 1723–1727.
- Houze Jr RA. 1977. Structure and dynamics of a tropical squall-line system. *Mon. Weather Rev.* **105**: 1540–1567.
- Houze Jr RA. 2004. Mesoscale convective systems. *Rev. Geophys.* **42**: RG4003, DOI:10.1029/2004RG000150.
- Inoue T. 1985. On the temperature and effective emissivity determination of semi-transparent cirrus clouds by bi-spectral measurements in the 10 μm window region. *J. Meteorol. Soc. Jpn* **63**: 88–99.
- Inoue T. 1987. A cloud type classification with NOAA 7 split-window measurements. *J. Geophys. Res.* **92**: 3991–4000.
- Khain A, Ovtchinnikov M, Pinsky M, Pokrovsky A, Krugliak H. 2000. Notes on the state-of-the-art numerical modeling of cloud microphysics. *Atmos. Res.* **55**: 159–224.
- Lang S, Tao W-K, Cifelli R, Olson W, Halverson J, Rutledge S, Simpson J. 2007. Improving simulations of convective systems from TRMM LBA: Easterly and westerly regimes. *J. Atmos. Sci.* **64**: 1141–1164.
- Leary CA, Houze Jr RA. 1979. Melting and evaporation of hydrometeors in precipitation from the anvil clouds of deep tropical convection. *J. Atmos. Sci.* **36**: 669–679.
- Lhermitte R. 1990. Attenuation and scattering of millimeter wavelength radiation by clouds and precipitation. *J. Atmos. Oceanic Technol.* **7**: 464–479.
- McClatchey RA, Fenn RW, Shelby JEA, Voltz FE, Garing JS. 1972. 'Optical properties of the atmosphere.' Research paper AFCRF-72-0497, Hanscom Air Force Base, Bedford, Massachusetts, USA, 108 pp.
- Marécal V, Durré G, Longo K, Freitas S, Rivière ED, Pirre M. 2007. Mesoscale modelling of water vapour in the tropical UTLS: Two case studies from the HIBISCUS campaign. *Atmos. Chem. Phys.* **7**: 1471–1489.
- Mathon V, Diedhiou A, Laurent H. 2002. Relationship between easterly waves and mesoscale convective systems over Sahel. *Geophys. Res. Lett.* **29**: 1216, DOI:10.1029/2001GL014371.
- Meyers MP, Walko RL, Harrington JY, Cotton WR. 1997. New RAMS cloud microphysics parameterization. Part II: The two-moment scheme. *Atmos. Res.* **45**: 3–39.
- Mitchell DL. 1996. Use of mass- and area-dimensional power laws for determining precipitation particle terminal velocities. *J. Atmos. Sci.* **53**: 1710–1723.
- Mitchell DL, Chai SK, Liu Y, Heymsfield AJ, Dong Y. 1996. Modeling cirrus clouds. Part I: Treatment of bimodal size spectra and case study analysis. *J. Atmos. Sci.* **53**: 2952–2966.
- Parol F, Buriez J-C, Brogniez G, Fouquart Y. 1991. Information content of AVHRR channels 4 and 5 with respect to the effective radius of cirrus cloud particles. *J. Appl. Meteorol.* **30**: 973–984.
- Pielke RA, Cotton WR, Walko RL, Tremback CJ, Lyons WA, Grasso LD, Nicholls ME, Moran MD, Wesley DA, Lee TJ, Copeland JH. 1992. A comprehensive meteorological modeling system – RAMS. *Meteorol. Atmos. Phys.* **49**: 69–91.

- Protat A, Pelon J, Grand N, Delville P, Laborie P, Vinson J-P, Bouniol D, Bruneau D, Chepfer H, Delanoë J, Haeffelin M, Noël V, Tinel C. 2004. Le projet RALI: Combinaison d'un radar et d'un lidar pour l'étude des nuages faiblement précipitants. *La Météorologie* **47**: 23–33.
- Protat A, Delanoë J, Plana-Fattori A, May PT, O'Connor EJ. 2009. The statistical properties of tropical ice clouds generated by the West African and Australian monsoons, from ground-based radar–lidar observations. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, submitted to the AMMA special issue.
- Redelsperger J-L, Thorncroft CD, Diedhiou A, Lebel T, Parker DJ, Polcher J. 2006a. African Monsoon Multidisciplinary Analysis: An international research project and field campaign. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **87**: 1739–1746.
- Redelsperger J-L, Diedhiou A, Flamant C, Janicot S, Lafore J-P, Lebel T, Polcher J, Bourlès B, Caniaux G, De Rosnay P, Desbois M, Eymard L, Fontaine B, Geneau I, Ginoux K, Hoepffner M, Kane CSE, Law K, Mari C, Marticoréna B, Mougin E, Pelon J, Peugeot C, Protat A, Roux F, Sultan B, Van Den Akker E. 2006b. AMMA: Une étude multidisciplinaire de la mousson ouest-africaine. *La Météorologie* **54**: 22–32.
- Rickenbach T, Nieto Ferreira R, Guy N, Williams E. 2009. Radar-observed squall line propagation and the diurnal cycle of convection in Niamey, Niger, during the 2006 African Monsoon and Multidisciplinary Analyses Intensive Observing Period. *J. Geophys. Res.* **114**: D03107, DOI:10.1029/2008JD010871.
- Stamnes K, Tsay SC, Wiscombe W, Jayaweera K. 1988. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.* **27**: 2502–2509.
- Steiner M, Houze Jr RA, Yuter SE. 1995. Climatological characterization of three-dimensional storm structure from operational radar and rain gauge data. *J. Appl. Meteorol.* **34**: 1978–2007.
- Stephens GL, Vane DG, Boain RJ, Mace GG, Sassen K, Wang Z, Illingworth AJ, O'Connor EJ, Rossow WB, Durden SL, Miller SD, Austin RT, Benedetti A, Mitrescu C, CloudSat Science Team. 2002. The CloudSat mission and the A-Train: A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* **83**: 1771–1790.
- Tompkins AM, Diongue-Niang A, Parker DJ, Thorncroft CD. 2005. The African easterly jet in the ECMWF Integrated Forecast System: 4D-Var analysis. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* **131**: 2861–2885.
- Walko RL, Cotton WR, Meyers MP, Harrington JY. 1995. New RAMS cloud microphysics parameterization. Part I: The single-moment scheme. *Atmos. Res.* **38**: 29–62.
- Walko RL, Cotton WR, Feingold G, Stevens B. 2000. Efficient computation of vapor and heat diffusion between hydrometeors in a numerical model. *Atmos. Res.* **53**: 171–183.
- Yang P, Wei H, Huang H-L, Baum BA, Hu YX, Kattawar GW, Mishchenko MI, Fu Q. 2005. Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near- through far-infrared spectral region. *Appl. Opt.* **44**: 5512–5523.
- Yuter SE, Houze Jr RA. 1995. Three-dimensional kinematic and microphysical evolution of Florida cumulonimbus. Part II: Frequency distributions of vertical velocity, reflectivity, and differential reflectivity. *Mon. Weather Rev.* **123**: 1941–1963.